N° enregistrement
C.N.R.S. - A.O. 12.899

THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ès Sciences Physiques

présentée

à L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

par

José Mariano P. GAGO

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse : "Production de Ξ^-, de Ω^- et de résonances Ξ^* dans les interactions K^--proton à 14,3 GeV/c".

soutenue le 29 Juin 1976

devant le Jury composé de : MM. A. ASTIER — Président
P. FLEURY
L. JAUNEAU
A. MOREL
R.A. SALMERON
J. TEILLAC

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548119_0008

N° enregistrement
C.N.R.S. - A.O. 12,899

THESE DE DOCTORAT D'ETAT
ès Sciences Physiques

présentée

à L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

par

José Mariano P. GAGO

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Sujet de la thèse : "Production de Ξ^-, de Ω^- et de résonances Ξ^* dans les interactions K^--proton à 14,3 GeV/c".

soutenue le 29 Juin 1976

devant le Jury composé de : MM. A. ASTIER — Président
P. FLEURY
L. JAUNEAU
A. MOREL
R.A. SALMERON
J. TEILLAC

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

-:-:-:-:-:-

page

CHAPITRE I - INTRODUCTION 1

CHAPITRE II - DESCRIPTION SOMMAIRE DE L'EXPERIENCE D'INTERACTIONS K^- PROTON A 14.3 GeV/c 3

2.1. Groupes expérimentaux 3
2.2. Prise de données 3
2.3. Dépouillement des photos 4
2.4. Mesure 5
2.5. Programmes géométriques et cinématiques .. 7
2.6. Sections efficaces 8

CHAPITRE III - PRODUCTION DU Ξ^- : PROBLEMES EXPERIMENTAUX ... 9

I. Traitement expérimental des données 9
II. Procédure de récupération d'événements 12
III. Pertes et pondérations 16

3.1. Pertes liées à la longueur de la trace du Ξ^- 16
3.2. Pertes liées à la longueur de désintération du Λ 22
3.3. Pertes de Ξ^-'s dont l'angle de cassure projeté est trop faible 24
3.4. Pertes et pondérations : conclusions 35

CHAPITRE IV - ANALYSE INCLUSIVE DE LA PRODUCTION DE Ξ^- DANS LES REACTIONS $K^-p \to \Xi^- + X$ A 14.3 GeV/c 39

I. Introduction 39
II. Sections efficaces inclusives, totales et topologiques, de production de Ξ^- 41

2.1. Définitions 41
2.2. Sections efficaces 42
2.3. Nombre moyen de particules chargées 44
2.4. Fractions topologiques de la section efficace inclusive 44

III. Comportement des sections efficaces inclusives en fonction de l'énergie de la réaction 45

3.1. Comportement en énergie de la section efficace inclusive totale 47
3.2. Sections efficaces inclusives topologiques : comportement en énergie ... 49
3.3. Nombre moyen de particules chargées en fonction de l'énergie de la réaction .. 52

IV. Sections efficaces différentielles. Distributions de x et p_T^2 56

4.1. Distributions non-invariantes 56
4.2. Distributions invariantes 56
4.3. Valeurs expérimentales pour la réaction $K^- p \to \Xi^- + X$ à 14.3 GeV/c 59

V. Analyse des résultats expérimentaux pour les sections efficaces différentielles inclusives 60

5.1. Distributions de x 60
5.2. Distributions de p_T^2 63
5.3. Comportement des sections efficaces différentielles 64

VI. Valeurs moyennes des variables inclusives x, p_T^2 et cos θ_{CM} 67

6.1. Résultats à 14.3 GeV/c 68
6.2. Comportement des valeurs moyennes des variables inclusives en fonction de l'énergie de la réaction 70

VII. Polarisation du Ξ^- 71

7.1. Méthode 71
7.2. Résultats 73
7.3. Comportement de la polarisation du Ξ^- en fonction de l'énergie de la réaction .. 74

VIII. Analyse comparée de la production inclusive de Ξ^- et d'autres hypérons dans les interactions $K^- p$ à 14.3 GeV/c 76

IX. Conclusions 79

CHAPITRE V - PRODUCTION DE RESONANCES BARYONIQUES Ξ^* DANS LES INTERACTIONS K^-p A 14.3 GeV/c 83

I. Introduction 83

II. Résonances dans l'état final $\Xi^-\pi^+$ 83

2.1. Caractéristiques du lot expérimental 87
2.2. L'ambiguité K/π 88
2.3. Résultats expérimentaux pour les événements contraints cinématiquement 88
2.4. Discussion. Estimation du fond non-résonnant
2.5. Détermination de la masse et largeur des résonances observées 93

1) Méthode 93
2) Résultats expérimentaux 99

III. Résonances dans l'état final $\Xi^-\pi^+\pi^-$ ou $\Xi^\circ(1530)\pi^-$ 101

3.1. $\Xi^-\pi^+\pi^-$ 101
3.2. $\Xi^\circ(1530)\pi^-$ 105
3.3. $\Xi^-\pi^+\pi^-$ (3 corps) 107
3.4. Conclusions 109

IV. Résonances dans l'état final $Y\bar{K}$ 110

4.1. Résonances dans l'état final $\Lambda\bar{K}$ 110

A.- Recherche de résonances Ξ^* dans les réactions du type $K^-p \to \Lambda K^-K^+ +$ pions . 111

. Les réactions $K^-p \to \Lambda K^-K^+\pi^+\pi^-$ et $K^-p \to \Lambda K^+K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$ combinées (407 événements) 112

B.- Recherche de résonances Ξ^* dans les réactions du type $K^-p \to \Lambda K^-K^\circ +$ pions .. 113

C.- Recherche de résonances Ξ^* dans les réactions $K^-p \to \Lambda\bar{K}^\circ K^+ +$ pions 116

D.- Distributions combinées de la masse effective du système $\Lambda\bar{K}$ (charge 0 et -1) 118

4.2. Résonances dans l'état final $\Sigma\bar{K}$ 118

4.3. Résonances se désintégrant en $Y\bar{K}$. Conclusions 123

V. Discussion des résultats expérimentaux. Conclusions. 125

VI. Estimation des sections efficaces de production des résonances Ξ 134

CHAPITRE VI.- RESUME DE LA SITUATION EXPERIMENTALE DES RESONANCES Ξ ET COMPARAISON AVEC DES MODELES 139

I. La situation expérimentale mondiale 140

II. Le spectre des Ξ^* à la lumière de SU(3) 149

III. Prédictions de modèles à symétrie plus élevée 158

IV. Les résonances Ξ^* dans le diagramme de Chew-Frautschi 161

CHAPITRE VII.- PRODUCTION DE Ω^- DANS LES INTERACTIONS K^-p A 14.3 GeV/c 167

I. Obtention des événements 167

II. Masse de l'Ω^- 170

III. Vie moyenne de l'Ω^- 170

IV. Impulsion de l'Ω^- dans le laboratoire 177

V. Impulsion transverse de l'Ω^- 177

VI. Multiplicité moyenne de particules chargées 178

VII. Distribution de x et de p_T 178

VIII. Distribution angulaire de désintégration 181

IX. Section efficace inclusive de production de l'Ω^- (suivie de sa désintégration en ΛK^-) 181

X. Comparaison avec d'autres expériences 183

CONCLUSIONS 185

APPENDICES 189

I. a/ Variance des sections efficaces 189

b/ Variance des valeurs moyennes de variables pondérées 191

II. Estimation de la résolution expérimentale dans la zone du $\Xi^{\circ}(1530)$ 192

III. Données géométriques des 10 événements Ω^{-} qui se désintègrent suivant le mode ΛK^{-} 195

IV. Comparaison de l'analyse inclusive des Ξ^{-} à 4.2 et à 14.3 GeV/c sur la base d'informations préliminaires 206

V. Le spectre de $\Xi^{-}\pi^{-}$ et la normalisation du fond de $\Xi^{-}\pi^{+}$ 207

VI. Sections efficaces semi-inclusives $K^{-}p \rightarrow \Xi^{-}K^{+} + X$ et $K^{-}p \rightarrow \Xi^{-}K^{\circ} + X$ 209

REFERENCES 208

CHAPITRE I

Nous présentons dans ce chapitre les problèmes étudiés dans cette thèse et décrivons l'ordre dans lequel nous les avons abordés.

La production d'états d'étrangeté -2 ou -3 est actuellement très mal connue. Ceci est dû aux faibles sections efficaces de production de ces événements et, pour les résonances, à l'impossibilité de les produire en expériences de formation. Le travail que nous présentons cherche à contribuer à une meilleure compréhension de ce domaine difficile. Notre recherche aborde trois sujets : la production de Ξ^-, la production de Ω^-, et la production de résonances Ξ^*, en interactions de K^- avec des protons à 14.3 GeV/c.

Notre expérience utilise la chambre à bulles à hydrogène de 2m du CERN et un faisceau séparé de K^-. A l'époque du début de la prise de données (1970), l'impulsion de 14.3 GeV/c était la plus élevée pour un faisceau de K^-, au CERN.

Il s'agit d'une expérience de haute statistique (1.3 millions de photos) : c'est en effet l'expérience en chambre à bulles de plus haute statistique faite au CERN à des impulsions de faisceau plus grandes que 8.2 GeV/c.

Nous commencerons par une description sommaire du déroulement de l'expérience, de la prise de données jusqu'à la détermination des quantités analysées.

Nous décrivons dans le chapitre III les problèmes liés à l'obtention des Ξ^- dans l'expérience, ce qui nous amène à l'analyse des problèmes de pertes et pondérations pour ces événements.

L'analyse inclusive de production de Ξ^- dans les interactions K^-p à notre énergie est décrite dans le chapitre IV ; toutes les grandeurs usuelles de l'analyse inclusive ont été mesurées et leurs valeurs comparées à celles trouvées à d'autres énergies.

Nous exposons ensuite les méthodes et les résultats de la recherche de résonances Ξ^* dans notre expérience, dans les modes de désintégration $\Xi\pi$, $\Xi\pi\pi$, $\Xi^{o*}(1530)\pi$, $\Lambda\bar{K}$, $\Sigma\bar{K}$.

Cette recherche nous a permis de confirmer plusieurs états résonnants suggérés par d'autres auteurs et de proposer de nouvelles résonances Ξ^*.

Une discussion des résonances Ξ^* trouvées est faite par rapport à l'ensemble des données expérimentales actuellement disponibles et par rapport aux prédictions du modèle de SU(3).

Enfin, dans le chapitre VII, sur la base de 11 événements Ω^- trouvés, nous analysons quelques caractéristiques de cette particule et de sa production, et situons nos résultats par rapport à la statistique mondiale actuelle.

Notre expérience correspond à une statistique globale de 35 ev/μb. Les sections efficaces correspondantes aux processus que nous avons étudiés varient entre $\sim$ 2 et 130 μb. Ces chiffres sont à comparer à la section efficace totale K^-p à 14.3 GeV/c qui est de 21.5 ± 0.2 mb.

Il s'agit donc d'une étude d'événements assez rares.

CHAPITRE II

DESCRIPTION SOMMAIRE DE L'EXPERIENCE D'INTERACTIONS K^- PROTON A 14.3 GeV/c

-:-:-:-:-

Nous décrirons dans ce chapitre, d'une façon sommaire, l'expérience d'interactions K^-p à laquelle se rapporte le présent travail, en ce qui concerne la phase initiale de prise et de traitement de données.

2.1. *Groupes expérimentaux*

L'expérience sur laquelle nous avons travaillé est le résultat de la collaboration de trois groupes : un du LPNHE de l'Ecole Polytechnique, un autre au D.Ph.P.E. du CEN de Saclay, et un autre au Rutherford Laboratory.

Les tâches de dépouillement de photos, de mesure et de traitement géométrique et cinématique des événements ont été distribuées entre les trois laboratoires dans des proportions approximativement égales.

2.2. *Prise de données*

L'expérience utilise la chambre à bulles à hydrogène de 2 mètres du CERN. La prise de photos a été faite en 5 runs, entre 1970 et 1972, et 1.3×10^6 photos ont été prises.

Le faisceau de K^- a été obtenu à partir d'un flux de protons sortant du PS et envoyé sur une cible externe ;

des particules provenant de cette interaction, nous avons choisi les particules négatives qui étaient dans le domaine d'impulsion (14.25 ± 0.1 GeV/c). La séparation des K^- était obtenue par deux cavités de radio-fréquence ; la contamination du faisceau résultant était de 24 ± 1% de μ^- et de 0.8 ± 0.2 % de π^- [1].

2.3. *Dépouillement des photos*

Le même système de dépouillement des photos a été utilisé dans les trois laboratoires. Chaque photo a été dépouillée deux fois, à l'exception de celles du run 5. Les résultats de ces deux dépouillements indépendants ont été comparés. De cette comparaison, on estime l'efficacité de dépouillement pour chaque configuration topologique des événements, et l'efficacité de dépouillement globale, qui est toujours plus grande que 98%. En cas de désaccord entre les deux dépouillements, un troisième était fait.

Les événements du run 5 n'ont été dépouillés qu'une fois, (sauf une petite fraction de contrôle). En conséquence, nous ne disposons pas, pour les événements de ce run d'efficacité de dépouillement, et nous ne les avons pas utilisés pour le calcul des sections efficaces totales.

Pour le calcul des efficacités de dépouillement, les événements ont été classés par topologies ; chaque classe topologique est définie par le nombre de traces secondaires chargées (T), par le nombre de ces traces chargées qui présentent une cassure (V) et par le nombre de particules neutres dont la désintégration est visible (VZ). Conventionnellement, nous représenterons chaque topologie par l'entier 100 x T + 10 x V + VZ ; dans le cas d'un seul V chargé, sa charge est notée en indice.

Dans le tableau 2.1 nous montrons comment se répartissent dans l'expérience les événements par les différentes topologies.

Un volume fiduciaire de dépouillement a été défini dans la chambre ; les événements dont le point d'interaction se situait hors volume n'étaient pas retenus. Un volume fiduciaire plus grand a été défini pour les points de désintégration de particules étranges. Les dimensions moyennes du volume d'interaction utilisé sont 1m x 30cm x 10cm et 130cm x 30cm x 50cm pour le volume de désintégration.

Pour enrichir le lot expérimental utilisé pour l'étude des V chargés, nous ne les avons retenus que si le rapport entre la flèche (f) et la longueur (l) de la trace qui se casse satisfait la condition : $f/l < 0.01$. Cette condition équivaut à une coupure dans le temps de vie de la particule qui se désintègre et élimine la plupart des $K^{\pm}$ qui le font dans la chambre.

2.4. Mesure

A l'Ecole Polytechnique et à Saclay, tous les événements avec V chargé, ou avec plus de deux V (neutres ou chargés), et aussi la presque totalité des V° ont été mesurés avec des instruments I.E.P. (Instrument for Evaluation of Photographs). Il s'agit d'un appareil manuel assisté par ordinateur où sont mesurées les coordonnées de plusieurs points de chaque trace à partir de la projection sur écran de la vue à mesurer.

Dans ces deux laboratoires, les événements sans V et une petite fraction des V° ont été mesurés au H.P.D. (Hough-Powell Device). Le H.P.D. est un instrument automatique où le film est balayé par un faisceau lumineux et l'information sur la lumière transmise est analysée ; les coordonnées de chaque point où il y a une bulle sont mesurées et l'infor-

Topologie	%	Topologie	%
200	28.94	211 +	0.08
300	0.74	212 +	0.01
400	29.08	213 +	0.00
600	13.38	411 +	0.13
800	2.88	412 +	0.01
1000	0.32	413 +	0.00
		611 +	0.05
210 +	0.37	612 +	0.00
210 -	0.27	613 +	0.00
410 +	0.82	811 +	0.01
410 -	0.94	812 +	0.00
610 +	0.46	813 +	0.00
610 -	0.66		
810 +	0.11		
810 -	0.14	211 -	0.08
		212 -	0.02
220	0.01	213 -	0.00
230	0.00	411 -	0.20
420	0.01	412 -	0.03
430	0.00	413 -	0.00
620	0.01	611 -	0.11
630	0.00	612 -	0.01
820	0.00	613 -	0.00
830	0.00	811 -	0.02
		812 -	0.00
001	0.79	813 -	0.00
002	0.14		
003	0.03		
201	6.69	221	0.00
202	0.70	222	0.00
203	0.07	223	0.00
401	7.48	421	0.00
402	0.56	422	0.00
403	0.03	423	0.00
601	2.89	621	0.00
602	0.16	622	0.00
603	0.01	623	0.00
801	0.48	821	0.00
802	0.01	822	0.00
803	0.00	823	0.00
1001	0.05		
1002	0.00		
1003	0.00		

TABLEAU 2.1

Pourcentage d'événements observés au dépouillement par topologie dans l'interactions K^-p à 14.3 GeV/c

mation sur l'ionisation des traces (nombre de bulles par cm) est retenue.

La remesure des événements avec V chargé ou neutre a été faite au IEP.

Au laboratoire de Rutherford tous les événements ont été mesurés au HPD.

Nous avons systématiquement testé la compatibilité entre les mesures des trois laboratoires.

2.5. *Programmes géométriques et cinématiques*

A l'Ecole Polytechnique et à Saclay, nous avons utilisé la chaîne de programmes déjà classique du CERN : THRESH (Mass Dependant Thresh) qui calcule l'impulsion et l'orientation dans l'espace de chaque trace en tenant compte du ralentissement des particules à l'intérieur de la chambre ; GRIND qui procède à l'ajustement cinématique des hypothèses de masse pour chaque événement ; SLICE qui ordonne les données cinématiques correspondantes aux hypothèses choisies pour chaque événement et crée une bande finale de données (D.S.T., Data Summary Tape).

Au laboratoire de Rutherford des programmes propres à ce laboratoire ont été utilisés (Rutherford Laboratory Geometrical and Kinematical Programs).

Pour chaque événement, une ou plusieurs hypothèses de réaction sont proposées par les programmes d'ajustement cinématique. L'ionisation des traces chargées permet parfois de résoudre l'ambiguïté entre ces hypothèses, ou de les rejeter toutes ; elle a donc été systématiquement controlée visuellement sur la table de dépouillement, pour tous les événements mesurés au IEP.

Dans le cas où l'ambiguïté entre plusieurs hypothèses n'était pas résolue par l'examen de l'ionisation, l'hypothèse retenue dans la DST était en général celle dont l'ajustement était le plus contraint, ou la plus probable si les ajustements avaient le même nombre de contraintes. D'autres détails au sujet de la résolution d'ambiguïtés (et plus spécialement au sujet des événements mesurés au HPD) ont été donnés ailleurs [2] ; ces ambiguïtés ont très peu d'influence dans l'analyse faite dans ce travail, mais elles seront abordées quand cela sera nécessaire.

2.6. *Sections efficaces*

Pour mieux situer notre travail dans l'ensemble de l'expérience sur les interactions K^-p à 14.3 GeV/c, nous donnons dans le tableau 2.2 les sections efficaces de ces interactions par nombre de particules chargées dans l'état final.

Sections efficaces topologiques pour $K^-p \to$ n particules chargées à 14.3 GeV/c	
Multiplicité chargée (n)	Section efficace (μb)
0	505 ±180
2	5725 ±180
4	7980 ±240
6	3530 ±110
8	720 ± 25
10	74 ± 8
12	4.4 ± 1.5
14	0.3 ± 0.3

TABLEAU 2.2.

C H A P I T R E III

PRODUCTION DU Ξ^- : PROBLEMES EXPERIMENTAUX

-:-:-:-:-

Dans ce chapitre nous exposerons les principaux problèmes expérimentaux liés à la production des Ξ^-, en particulier ceux d'estimation et de correction des pertes d'événements.

I. Traitement expérimental des données

Les photos prises à la chambre de 2m du CERN ont été distribuées par les 3 laboratoires collaborant dans cette expérience.

Comme nous l'avons déjà dit, à l'exception du run 5, les événements ont été dépouillés au moins deux fois, dans les trois laboratoires. La courbure des traces et les positions des vertex d'interaction ou de désintégration ont été mesurées ensuite, l'appareil de mesure étant différent dans chaque laboratoire :

. Pour les topologies des événements qui nous intéressent (topologies avec V chargé, correspondantes à la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$) tous les événements ont été mesurés au IEP -à l'Ecole Polytechnique et à Saclay- et au HPD, pour

le laboratoire de Rutherford. Le taux de ces derniers événements (HPD) par rapport au total est d'environ 1/3.

La probabilité de rejet d'événements appartenant aux classes topologiques qui nous intéressent est plus forte quand leur mesure a été faite à l'HPD. Ceci peut être vu à travers les "passing-rates" moyens dans les trois laboratoires ; pour la topologie "moyenne" des Ξ^-, 4 11$^-$ (4 traces chargées sortant de l'apex principal, dont une négative avec cassure, et un V°) , le facteur multiplicatif = (passing-rate)$^{-1}$ est situé entre 1.3 et 1.4, contre 2.2 à 2.5 à Rutherford. Cependant, nous avons pu vérifier que la différence entre des processus de mesure n'entraîne pas l'existence de biais dans les distributions des paramètres physiques, et qu'il y a toujours un bon accord entre les valeurs déterminées à partir de chacun des lots expérimentaux (*)

Les quantités mesurées, soit au IEP soit à l'HPD, ont subi ensuite un traitement classique de reconstruction géométrique des traces et de choix entre différentes hypothèses de réaction. A l'Ecole Polytechnique et à Saclay, nous avons utilisé les programmes THRESH et GRIND du CERN.

THRESH a été utilisée dans la version dite MDT (Mass Dependent Thresh) où on tient compte de la perte d'énergie de chaque trace dans la chambre. Dans le programme GRIND, nous avons imposé la préférence systématique (quand elle était géométriquement possible) du point de cassure de la trace négative comme point de départ de la particule

---

(*) Rutherford : nb evts : 221 $\quad \sigma_{incl.} \simeq 137 \pm 12$ µb
Saclay " : 260 $\quad \sigma_{incl.} \simeq 123 \pm 11$ µb
E. Polytecnique " : 262 $\quad \sigma_{incl.} \simeq 117 \pm 14$ µb

neutre dont la désintégration avait vérifié l'hypothèse Λ° (voir fig. 3.1.).

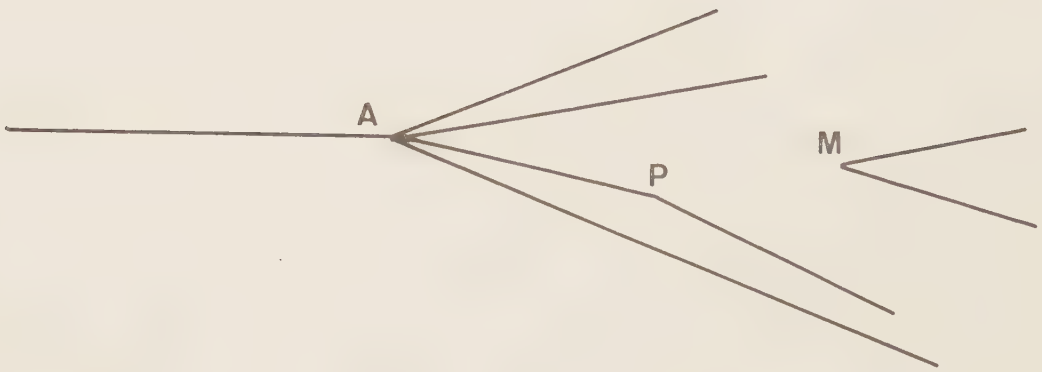


Fig. 3.1.

(l'hypothèse MP = Λ est toujours préférée face à MA = Λ ou MA = K°, sauf, bien sûr, si elle ne peut être ajustée ou si la désintégration AP → PS + PM n'est pas compatible avec $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$)

Dans le laboratoire de Rutherford, des programmes équivalents furent utilisés.

Les événements qui, à la sortie de la chaîne des programmes géométrique et cinématique, étaient en accord avec l'hypothèse de désintégration

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda + \pi^-$$

suivie de la désintégration visible

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$$

ont été acceptés pour l'analyse. Le niveau de probabilité exigé pour l'ajustement

$$\Xi^- \to \Lambda\ \pi$$
$$\qquad\ \ \hookrightarrow p\pi^-$$

a été de 0.1%. Il s'agit, soit d'ajustements à 4 contraintes (4C-fits) -si la courbure de la trace du Ξ^- a pu être mesurée raisonnablement : traces longues, ou faible impulsion- soit d'ajustements à 3 contraintes (3C - fits), si la courbure de la trace AP n'a pu être mesurée.

Nous avons aussi utilisé d'autres événements du même type ($\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ et $\Lambda \to p\pi^-$) pour lesquels on ne disposait pas de fit acceptable au point P : il s'agit d'événements ayant subi la procédure spéciale de récupération que nous allons décrire.

II. Procédure de récupération d'événements

Nous avons essayé de récupérer des Ξ^-'s signés (i.e.,dont la désintégration $\Lambda \to p\pi^-$ est vue) à partir des sorties du programme GRIND, de la façon suivante :

1. Pré-sélection de tous les événements dont : une trace négative présentait une cassure et où il y avait au moins un V° ayant satisfait l'hypothèse $\Lambda \to p\pi^-$ (avec probabilité supérieure à 0.1%).

Dans cette première sélection, nous sommes indifférents aux éventuelles ambiguïtés par rapport au V° ; même si le V° ne parait pas pointer sur le point P (apex secondaire), même si le seul fit retenu correspond à l'hypothèse AP = Λ ou si le Λ est ambigu avec un K°, ou avec un γ (si ces ambiguïtés n'ont pas été résolues par l'examen de l'ionisation des traces)

2. Pour les événements ayant été ainsi pré-sélectionnés, nous calculons la masse invariante du système $\Lambda\pi^-$, attribuant la masse du π^- à la particule négative de désintégration sortant du point P.

L'histogramme de la distribution de cette masse invariante présente un beau pic centré à la masse du Ξ^-, et de largeur très faible (fig.3.2).

3. Pour les événements dont la masse invariante du système $\Lambda\pi^-$ est compatible avec la masse du Ξ^- ($1310 < m(\Lambda\pi^-) < 1330$ MeV) nous calculons ensuite l'angle α entre la direction mesurée de la trace AP et la direction du Ξ^- déduite par somme des vecteurs d'impulsion du Λ et du π. (fig. 3.3).

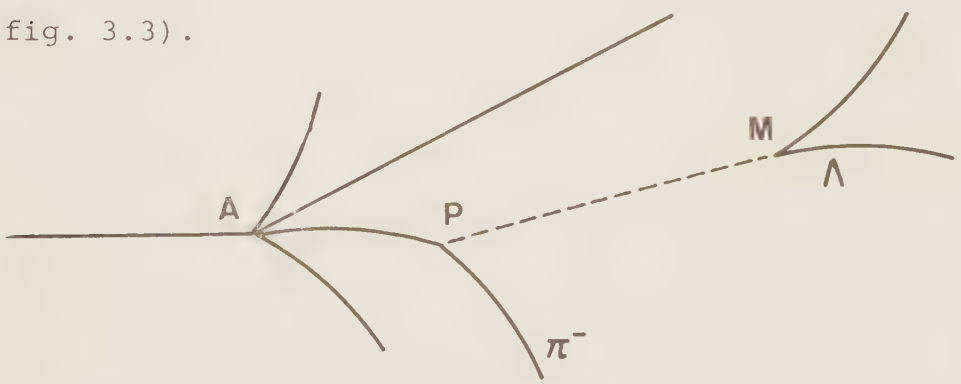
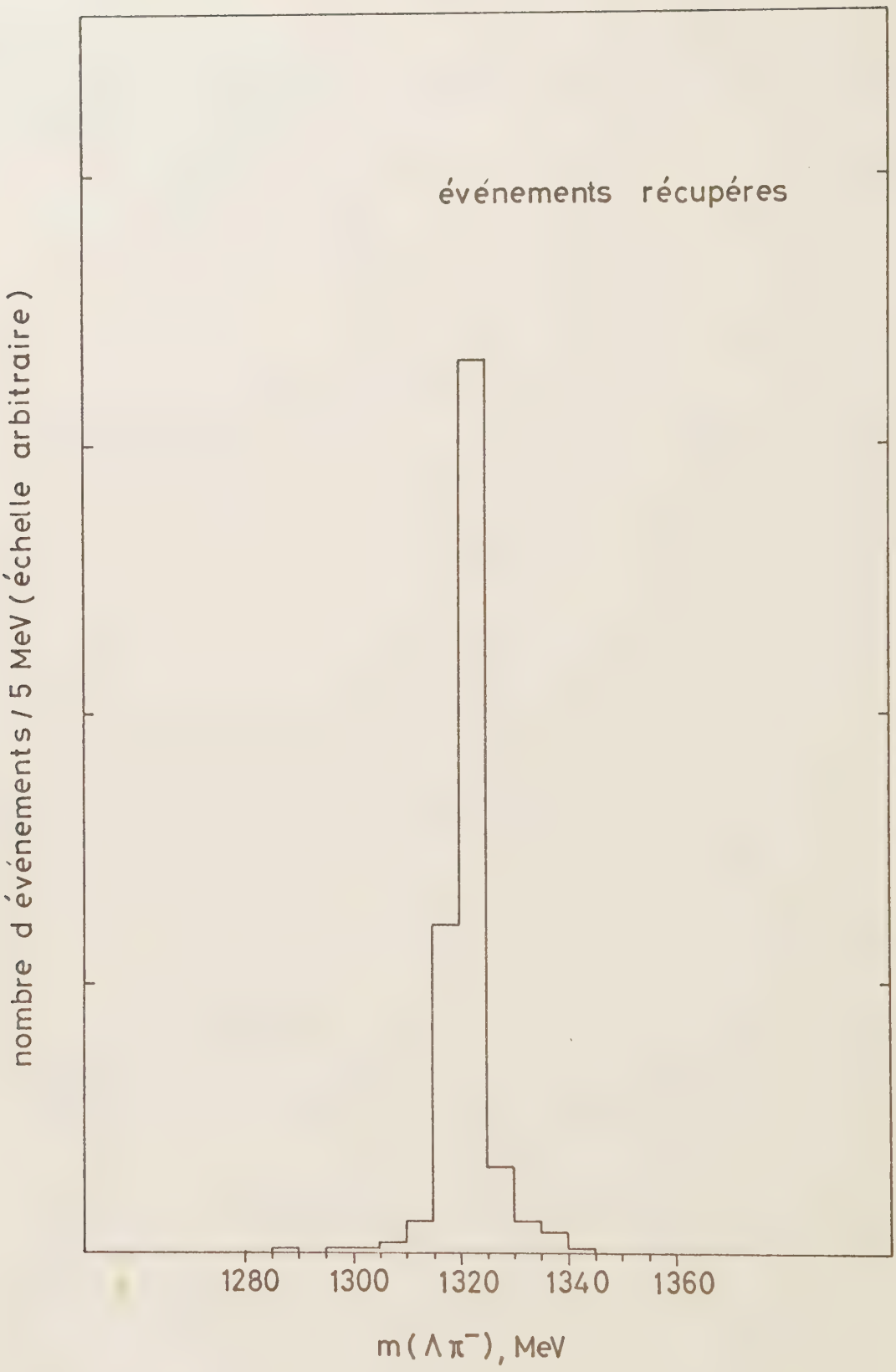


Fig. 3.3.

$$\vec{\Xi}^- = \vec{\Lambda} + \vec{\pi}^-$$

$\vec{u} = \vec{AP}$ = vecteur unité tangent à AP, au point P.

$$\cos\alpha = \frac{\vec{\Xi}^- \cdot \vec{u}}{|\vec{\Xi}^-|}$$


événements récupéres
nombre d événements / 5 MeV (échelle arbitraire)
1280
1300
1320
1340
1360
m(Λπ⁻), MeV

FICURE 3.2.-

La distribution de cos α montre que presque tous les événements satisfont la condition

$$\cos \alpha > .999 \qquad (1)$$

qui correspond à un angle α maximal de 2.6°. Par ailleurs, l'analyse détaillée des sorties GRIND pour tous les événements qui ne satisfont pas la condition géométrique (1) montre qu'il ne s'agit jamais d'événements avec fit Λ non-ambigu ; ces événements ont donc été rejetés.

D'autre part, la condition imposée à la masse du système $\Lambda\pi^-$ n'exclut que des événements dont l'analyse des sorties GRIND a confirmé le peu de chances qu'ils avaient d'être des Ξ^-.

Enfin, un certain nombre d'événements rejetés sont tombés dans la catégorie de Ω^-'s se désintégrant selon $\Omega^- \to \Lambda K^-$, dont il sera question au chapitre VI.

Tous les Ξ^-'s récupérés ont d'ailleurs fait l'objet d'une procédure alternative de récupération de Ω^- ; pour un petit nombre d'entre eux il y a ambiguïté entre les hypothèses $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ et $\Omega^- \to \Lambda K^-$. Dans ce dernier cas, nous avons toujours considéré l'événement comme un Ξ^- (mais nous en avons tenu compte pour la détermination du taux de production de l'Ω^-).

Le dépouillement de toutes les sorties GRIND pour la récupération de Ξ^-'s est un travail long et fatigant. Il serait donc normal qu'un taux de pertes important vienne affecter la pré-sélection d'événements à récupérer. Pour le calculer, nous avons procédé par une méthode courante d'échantillonnage (sans remplacement) ; la dimension de l'échantillon a été calculée préalablement sur la base d'un taux de perte supposé de 20% et d'un niveau de confiance du résultat de 90%. Avec un échantillon de dimension égale à environ 5% du lot total analysé, le taux de perte $\hat{t}$ a été

estimé selon la méthode des intervales de confiance (vd. par ex., réf. [3]) ;

$$t = 1.005 \begin{matrix} + 0.007 \\ - 0.003 \end{matrix} \quad (90\% \text{ probabilité})$$

$$\hat{t} \text{ (taux de perte estimé)} = \frac{\text{nb. d'evts total}}{\text{nb.d'evts total - nb d'évts perdus}}$$

III. Pertes et pondérations

Dans ce qui suit,l'analyse des événements a été conduite séparément pour deux lots expérimentaux distincts : le lot 1, constitué par les événements mesurés à l'Ecole Polytechnique et le lot 2, où s'incluent les événements traités à Saclay et à Rutherford. Ceci nous permet un test de compatibilité du traitement des données dans les différents laboratoires.

.1. Pertes liées à la longueur de la trace du Ξ^-

Si le point de désintégration du Ξ^- est trop proche de l'apex A de l'interaction, l'événement sera perdu au dépouillement car le π^- de désintégration sera supposé venir directement du point A (fig. 3.1).

Si par contre, la trace du Ξ est trop longue, l'événement sera aussi perdu car la désintégration $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ n'est pas visible.

Considérons l'ensemble statistique de tous les Ξ^- produits. Si t désigne le temps de vie d'une particule Ξ^- donnée dans son référentiel de repos, la fonction densité de probabilité de la variable aléatoire t sera

$$(1)\quad G(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{\int_0^{\infty} e^{-t/\tau}\, dt}$$ où τ est le temps de vie

moyenne du Ξ^-.

Sur l'ensemble statistique des Ξ^-'s observés, la fonction densité devient (*)

$$(2)\qquad f(t) = \frac{e^{-t/\tau}}{\int_{t_{min}}^{t_{max}} e^{-t/\tau}\, dt} \quad ; \; t_{min} < t < t_{max}$$

Si L est la longueur du Ξ^-, dans le laboratoire, on a

$$(3)\qquad L = \frac{P}{m}\, ct$$

où P est le module de l'impulsion de la particule, et m sa masse au repos.

(*) Il s'agit, en fait, de la densité de probabilité de t conditionnée au domaine de visibilité, $f(t|t_{min}<t<t_{max})$
Par commodité, nous écrivons f(t) ;
de même pour f(L).

La fonction densité de probabilité de la variable aléatoire L peut alors se déduire de (2) et de (3) :

$$(4) \qquad f(L) = \frac{e^{-L/L_o}}{\int_{L_{min}}^{L_{max}} e^{-L/L_o}\, dL} \qquad L_{min} < L < L_{max}$$

où L_o désigne le parcours moyen des Ξ^- d'une impulsion P donnée

$$(5) \qquad L_o = \frac{P}{m}\, c\tau$$

Les limites L_{min} et L_{max} de l'intégrale sont elles-mêmes dépendantes de la configuration géométrique de l'événement :

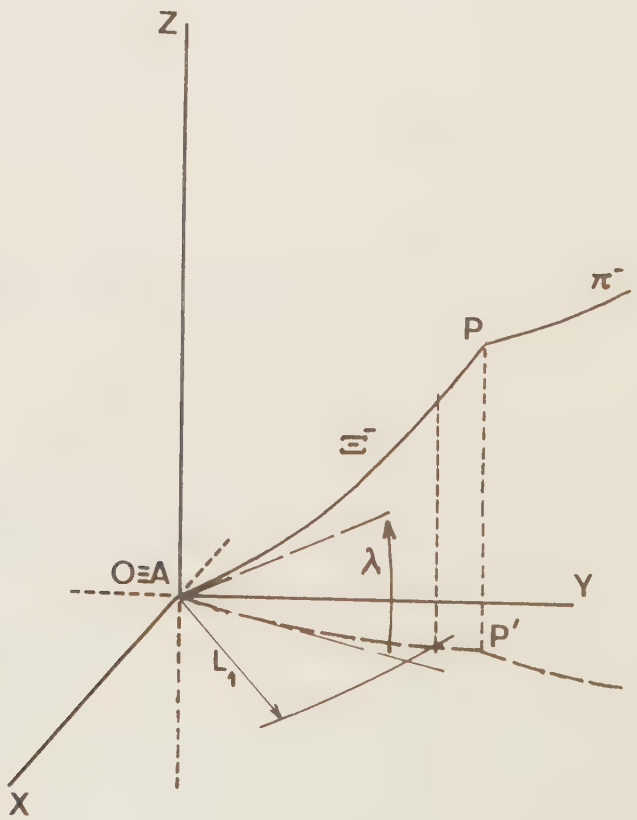


FIG. 3.4.

Si on admet que (par rapport au facteur de pertes analysé)

. un événement est vu si $L_p > L_1$

. un événement est perdu si $L_p < L_1$

on aura $L_{min} = \frac{L_1}{\cos \lambda}$

$$L_{max} = L_{pot}$$

où la longueur potentielle L_{pot} est le parcours maximal visible de la particule jusqu'aux limites du volume fiduciaire défini dans la chambre.

Le paramètre L_1 supposé constant, sa détermination peut se faire à partir des données expérimentales.

En effet, si Q(L) est la fonction de probabilité de la variable L

$$Q(L) = \int_{L_{min}}^{L} f(L)dL \qquad L_{min} \leqslant L \leqslant L_{max}$$

la variable Q aura une distribution uniforme dans l'intervalle de définition $\left[L_{min}, L_{max}\right]$

On histogramme la variable Q calculée pour chaque événement, avec des valeurs différentes pour les paramètres L_{min} et L_{max}, en comparant la distribution obtenue avec une distribution uniforme.

Cette comparaison ne peut pas se faire, dans notre cas, d'une façon précise, étant donnée la statistique disponible.

Procédant par essais, nous avons trouvé une distribution approximativement uniforme de Q pour la valeur L_1 (longueur projetée minimum) = 1.5 cm. Le même résultat approximativement, a été obtenu pour les deux lots expérimentaux. Les distributions de Q, pour L_1 = 1,5 cm sont montrées dans la fig. 3.5.

Définie la valeur L_1, la probabilité de visibilité a-priori de chaque événement sera donnée par

$$p_1 = \frac{\int_{L_{min}}^{L_{pot}} G(L)\, dL}{\int_{o}^{\infty} G(L)\, dL} ,$$

$$\text{où } G(L) = \frac{e^{-L/L_o}}{\int_{o}^{\infty} e^{-L/L_o}\, dL}$$

c'est-à-dire

$$p_1 = \left(e^{-\frac{L_{min}}{L_o}} - e^{-\frac{L_{pot}}{L_o}}\right)$$

On définit un <u>poids de visibilité</u> w_1 comme l'inverse de la probabilité p_1,

FIGURE 3.5.-

événements par bin (échelle arbitraire)
Lot 1 (X)
L_{min} = 1.5 cm
0
+1
Q
Lot 2 (RS)
L_{min} = 1.5 cm
0
+1
Q

III.2. Pertes liées à la longueur de désintégration du Λ

Nous n'avons utilisé pour l'analyse que des Ξ^-'s "signés", dont le Λ de désintégration est vu. Ceci nous amène à corriger le taux de production des Ξ^- pour tenir compte :

(i) des Λ se désintégrant en $p\pi^-$, mais dont la désintégration n'est pas visible.

(ii) des Λ se désintégrant en modes invisibles (essentiellement $\Lambda \rightarrow n\pi^\circ$)

Les pertes de visibilité des Λ's se désintégrant en mode visible sont dues fondamentalement aux Λ's trop longs dont la désintégration se produit en dehors du volume fiduciaire défini dans la chambre ; nous les avons estimées par la méthode décrite précédemment pour les Ξ^- (*III.1*)

La probabilité p_2 de visibilité du Λ de désintégration (conditionnée à la visibilité du Ξ^-) se calcule de façon analogue

$$p_2 = \left(e^{-\frac{L'_{min}}{L'_\circ}} - e^{-\frac{L'_{pot}}{L'_\circ}}\right)$$

où

L'_{min} = (longueur projetée minimum du Λ°)/cos λ'

$L'_\circ = \frac{P_\Lambda}{m_\Lambda} (c\tau)_\Lambda$

L'_{pot} = longueur potentielle du Λ

La distribution de la variable Q'(analogue à Q défini précédemment) devrait nous permettre de déterminer la valeur de la longueur L'_2 projetée minimum du Λ au-dessus de laquelle les pertes de visibilité seraient négligeables. En fait nous trouvons une distribution uniforme avec $L'_2 = 0$, c'est-à-dire, les pertes dues aux Λ's de désintégration du Ξ^- trop courts sont, dans notre expérience, négligeables.

La probabilité de visibilité des Λ's se réduit alors à

$$p_2 = 1 - e^{-\frac{L'_{pot}}{L'_\circ}}$$

qu'il faut multiplier par la probabilité de désintégration du Λ mode visible

$$\frac{\Lambda \rightarrow p\pi^-}{\Lambda \rightarrow (\text{tout})} \simeq 0.642 \qquad [4]$$

La probabilité p_{12} de visibilité du Ξ^- et du Λ° est alors égale à

$$p_{12}\ (\Xi^- \text{ visible}, \Lambda \text{ visible}) = p_2(\Lambda \text{ visible} \mid \Xi^- \text{ visible})$$

$$. p_1(\Xi^- \text{ visible})$$

c'est-à-dire au produit des probabilités calculées.

III,3. *Perte de Ξ^-'s dont l'angle de cassure projeté est trop faible*

Dans le calcul des pertes de visibilité du Ξ^- (3.1), nous n'avons tenu compte que de la longueur du Ξ pour la détermination de la probabilité p_1.

En fait, une autre source de pertes vient s'ajouter à celles-là ; il s'agit de la perte des configurations de faible visibilité où, dans le plan XOY, l'angle θ_p entre les projections de la trace du Ξ^- et celle du π^- de désintégration est trop faible pour que la cassure soit décelée au dépouillement (fig.3.6)

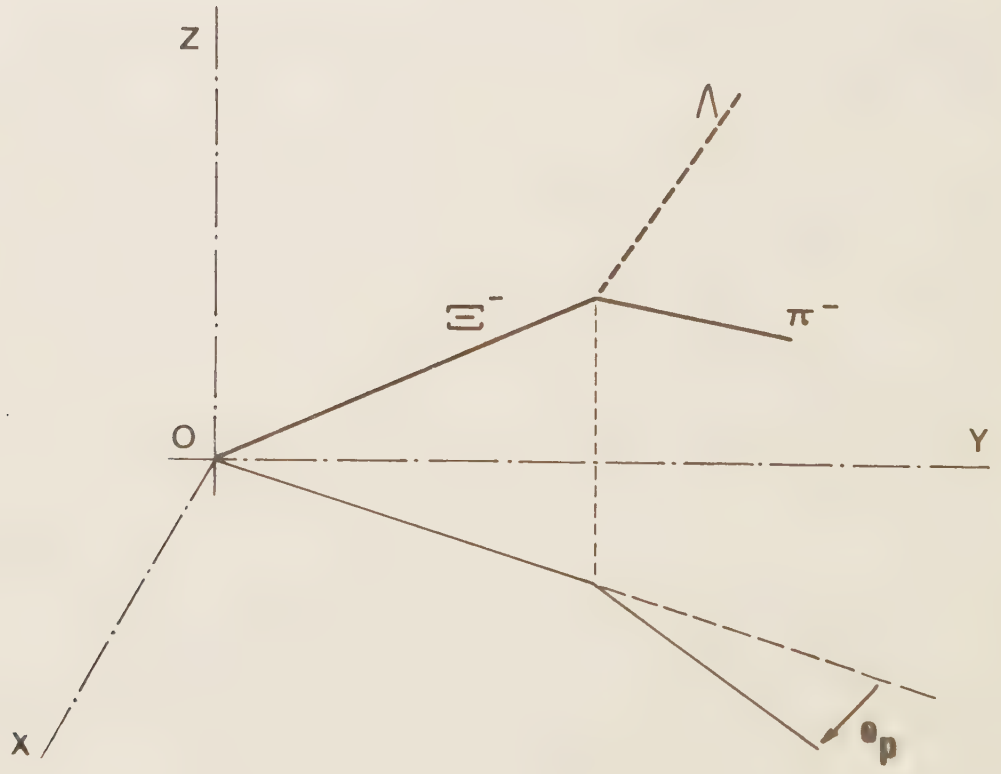


Fig. 3.6.

Cette perte est très importante à notre énergie car les Ξ^- produits sont, en moyenne, très rapides ($p_{lab} \approx 6$ GeV/c).

Dans le système de référence où le Ξ^- est au repos, le π^- de désintégration est produit d'une façon isotrope et la distribution de probabilité de son impulsion aura la forme d'une sphère. Transformée dans le référenciel du laboratoire, cette sphère deviendra un ellipsoïde allongé selon la direction du Ξ^-. Les π^- de plus forte ouverture dans le système du laboratoire se situent sur un cône tangent à la surface de l'ellipsoïde dont l'angle d'ouverture θ_{max} est d'autant plus faible que l'impulsion du Ξ^- est grande.

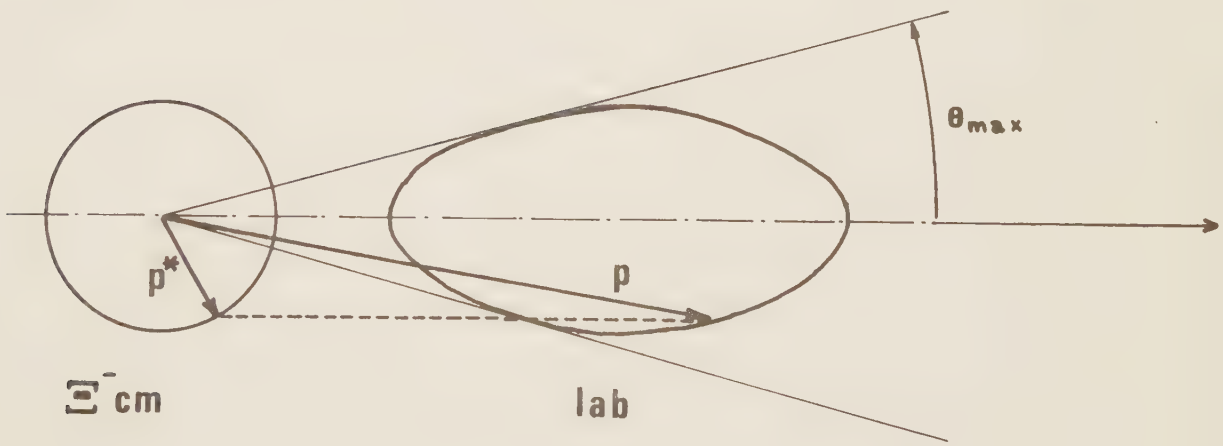


Fig. 3.7.

On peut déterminer explicitement θ_{max} en fonction de l'impulsion P du $\bar{\Xi}$;

$$t_g^2\ \theta_{max} = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2 (\frac{E^*}{p^*})^2 - 1} \simeq \frac{1 - \beta^2}{2\beta^2 - 1}$$

où $\beta = P_\Xi / E_\Xi$ et $E^{*2} = m_\pi^2 + p^{*2} \simeq 2p^{*2}$.

Si $(M\Xi/P\Xi) << 1$ on peut simplifier l'expression et on a

$$t_g\ \theta_{max} \simeq \frac{M_\Xi}{P_\Xi}$$

(Pour une impulsion du Ξ de 6 GeV/c l'angle maximal de la cassure sera de 12°.7).

L'hypothèse la plus simple dans l'analyse des pertes dues aux petits angles de cassure est de supposer une "fonction de visibilité" uniforme et égale à 1 pour des angles de cassure projetés sur le plan XOY, θ_p, supérieurs à une certaine valeur θ_{p_1}, et nulle en dessous. L'analyse se bornera donc, dans cette hypothèse, à déterminer l'angle θ_{p_1} et la probabilité de visibilité de chaque événement.

En fait, les pertes de visibilité dues aux petits angles de cassure ne sont pas régies par cette loi simplifiée : un certain nombre d'événements est effectivement vu en dessous de la limite θ_{1p} et ne peut, avec l'hypothèse d'une fonction de visibilité telle que celle de la fig. (3.8a) être utilisé pour l'analyse. Ceci nous conduit à appauvrir la statistique finale d'une proportion importante (environ 1/4 des événements est supprimé par une coupure en angle projeté de 4°). Avec un nombre d'événements plus important il devrait être possible d'utiliser une partie des événements situés en dessous de θ_{1p}, par estimation d'un taux de perte de visibilité fonction de l'angle de cassure projeté lui-même (fig. 3.8b).

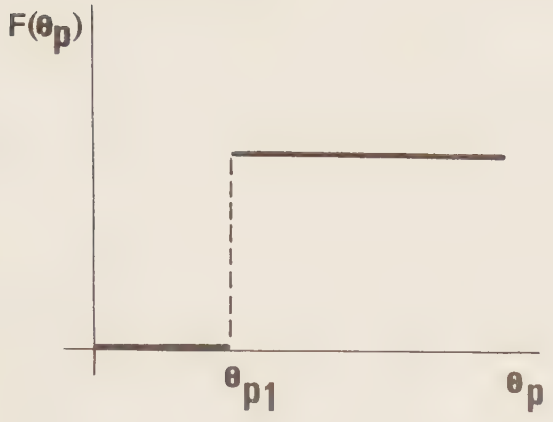


Fig. 3.8a

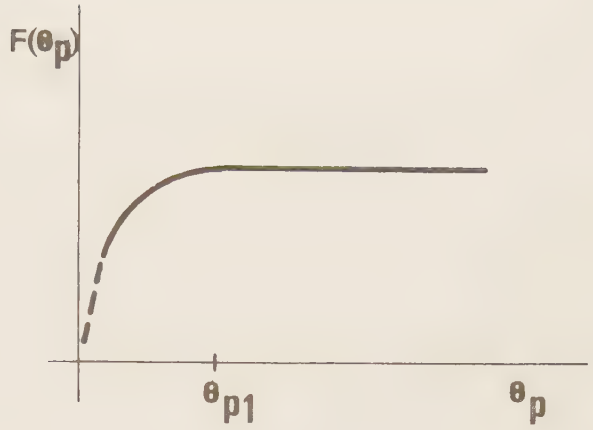


Fig. 3.8b

Nous avons essayé d'estimer la forme de $F(\theta)$ en dessous de θ_{lp} par extrapolation de la distribution expérimentale de l'angle de cassure projeté, θ_p, aux petites valeurs de θ_p, mais notre statistique rend cette extrapolation trop incertaine. Une tentative de tester l'accord avec les données expérimentales d'une fonction $F(\theta)$ linéaire entre O et θ_{lp} a aussi été faite par l'introduction de cette hypothèse dans un programme de génération aléatoire d'événements par Monte-Carlo, mais les résultats s'avérèrent trop imprécis. Ainsi, bien qu'au prix de perdre pour l'analyse inclusive des Ξ^- une fraction des événements, nous avons dû utiliser la fonction de visibilité de la figure (3.8a).

La détermination de l'angle de cassure projeté minimum θ_{lp} et des probabilités de visibilité de chaque événement a été faite par deux méthodes différentes, dont les résultats se sont montrés en accord.

1ère méthode

a) De détermination des poids de visibilité $W\theta(P,\lambda;\theta_{pl})$

Nous avons produit aléatoirement par la méthode de Monte-Carlo m x n distributions isotropes de π^- dans le centre de masse du Ξ^-, que nous avons ensuite transformées dans le référentiel du laboratoire pour m valeurs de l'impulsion

du Ξ^- et n valeurs de l'angle de dip λ, (Nous avons pris m = 28 tranches d'impulsion de 500 MeV, entre 0 et 14 GeV, et m = 3 tranches de dip de 10°, entre 0° et 30°).*

Pour chaque distribution ainsi obtenue, nous avons simulé les pertes en angle projeté de cassure, par enlèvement de tous les événements avec $\theta_p < \theta_{lp}$. Ceci nous a permis de déterminer la perte d'événements correspondante à θ_{lp}, pour chaque valeur de l'impulsion et du dip du Ξ^- ; la probabilité de visibilité a donc été estimée par

$$p_\theta(P_\Xi, \lambda_\Xi \; ; \; \theta_{lp}) = \frac{\text{nb. d'événements acceptés } (\theta_p > \theta_{lp})}{\text{nb. d'événements produits}}$$

pour chaque paire (P,λ)

et le poids de visibilité correspondant W_θ par

$$W_\theta \; (P,\lambda \; ; \; \theta_{lp}) = \frac{1}{p_\theta(P,\lambda \; ; \; \theta_{lp})}$$

La fonction de poids W_θ a été calculée par interpolation linéaire des m x n = 28 x 3 points $W_\theta(P_i, \lambda_j)$ pour 6 valeurs du paramètre de coupure $\theta_{lp}(1°,2°,...6°)$.

b) <u>De détermination de l'angle de cassure projetée minimum θ_{lp}</u>

Pour estimer la plus basse valeur de θ_{lp} compatible avec nos données, nous avons comparé les distributions expérimentales de la distribution des π^-'s de désintégration avec des distributions analogues produites aléatoirement, pour chaque valeur de θ_{lp} entre 1° et 6°, de la façon suivante :

(*) *Nous appellerons dip l'angle de λ entre la direction du Ξ^- et le plan XOY (fig.3.6).*

Pour chaque paire (P,λ) (impulsion, dip du Ξ^-) la coupure $\theta_p < \theta_{lp}$ définit univoquement une nouvelle distribution des directions de l'impulsion p^* du π^- dans le référenciel de repos du Ξ^-. Cette distribution n'a que deux paramètres libres que l'on peut choisir, en coordonnées sphériques, comme les angles θ^* et $\phi^* = \phi$ (fig.3.9)

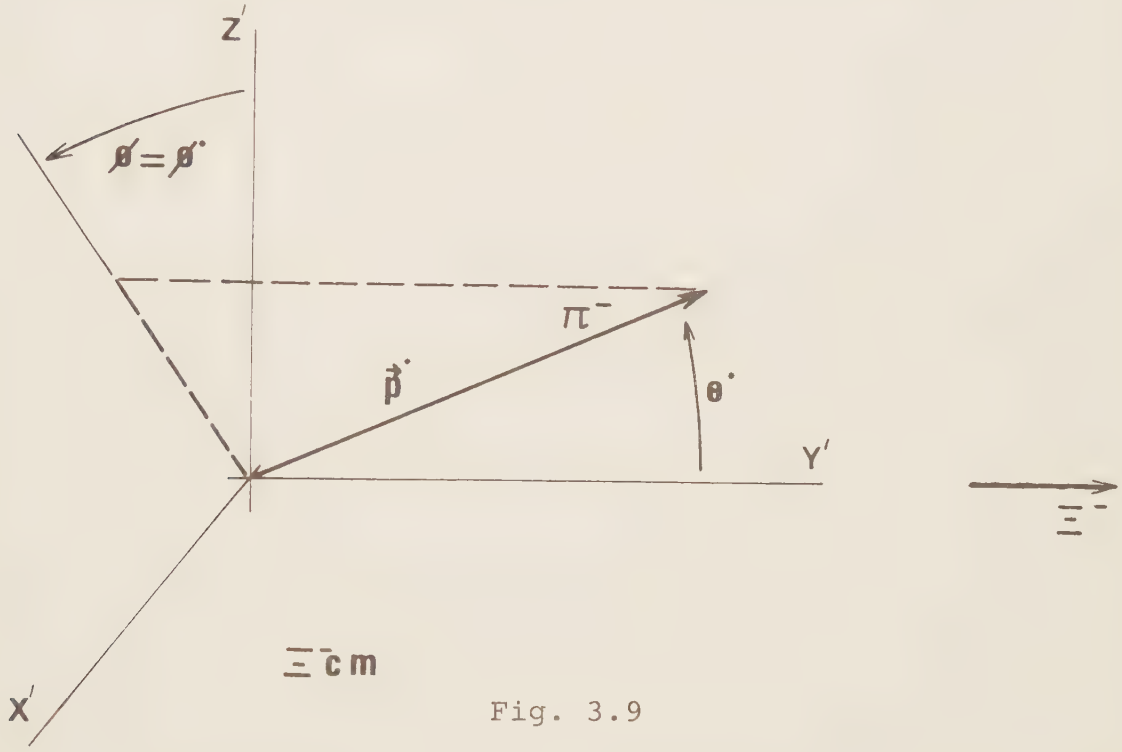
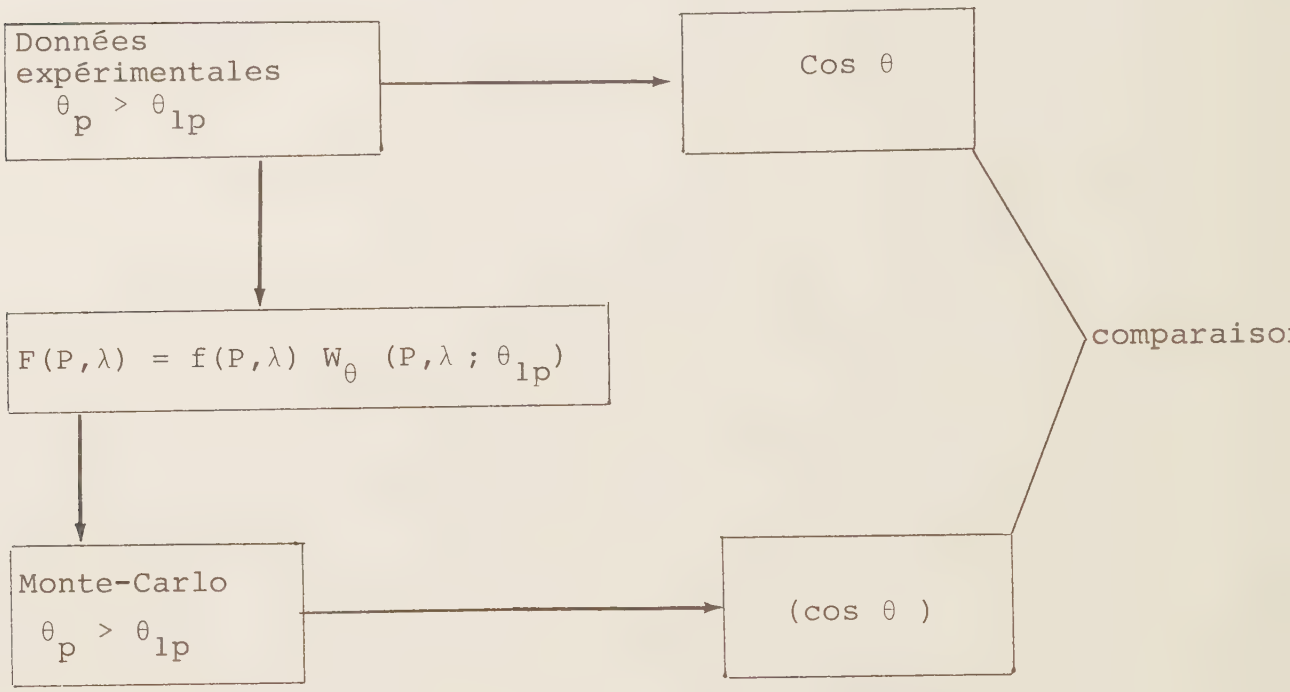


Fig. 3.9

Dans le cas d'une distribution de $\vec{p}^*$ isotrope, les distributions de cos θ^* sont uniformes. La coupure des événements avec $\theta_p < \theta_{lp}$ se traduit par un manque d'uniformité de ces distributions.

Considérons, par exemple, la distribution expérimentale de cos θ^* pour les événements avec $\theta_p > \theta_{lp}$. Si le paramètre θ_{lp} est compatible avec nos données (i.e., si les pertes à $\theta_p > \theta_{lp}$ sont négligeables), on doit pouvoir produire aléatoirement une distribution analogue. Si l'ensemble des Ξ^- était monocinétique et de dip constant, aucun problème ne se poserait. En effet, à (P,λ) donnés, on passe univoquement de la coupure $\theta_p > \theta_{lp}$ dans le référentiel du laboratoire à la nouvelle distribution de $\vec{p}^*$. Pour résoudre le problème de l'introduction, dans le programme de production aléatoire

d'événements, de la distribution "vraie" de (P,λ) (et non de leur distribution expérimentale, car elle-même est déjà affectée par les pertes !) on a procédé selon le schéma suivant :



$f(P,\lambda)$ = distribution expérimentale de l'impulsion et du dip du Ξ^- (ev. avec $\theta_p > \theta_{lp}$)(*)

$F(P,\lambda)$ = distribution <u>estimée</u> de l'impulsion et du dip des Ξ^-

---

(*) Sous la condition que θ_{lp} ne soit pas si élevé qu'il élimine complétement une partie du domaine d'impulsion. Cette question sera d'ailleurs discutée plus loin.

C'est-à-dire, nous avons comparé la distribution expérimentale de cos θ^* après enlèvement de tous les événements avec $\theta_p < \theta_{lp}$ avec une distribution produite par Monte-Carlo où des événements avaient été produits selon la loi expérimentale pondérée de distribution de l'impulsion P du Ξ. Pour ce qui est du dip λ, nous avons simplifié l'analyse supposant un dip égal au dip expérimental moyen. Sur les événements produits au hasard selon ces contraintes nous avons fait la même coupure $\theta_p < \theta_{lp}$.

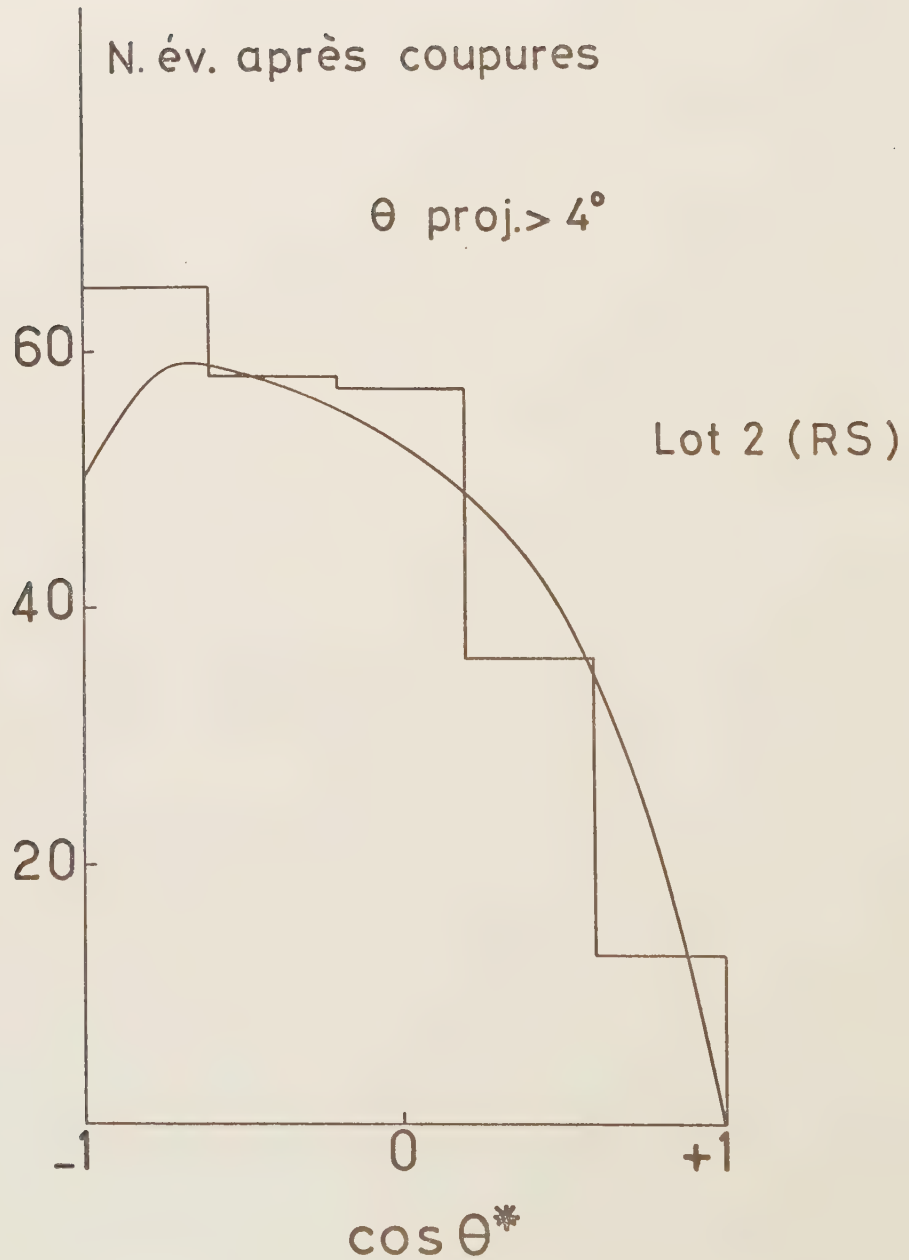
La comparaison des deux distributions de cos θ^* ainsi obtenues a été faite pour différentes valeurs de θ_{lp} entre 1° et 6°. La valeur θ_{lp} la plus petite pour laquelle l'accord semble raisonnable est de l'ordre de 4°. La distribution expérimentale de cos θ^* et la distribution prévue par production aléatoire d'événements sont montrés dans la fig (3.10) pour $\theta_{lp} = 4°$; on peut remarquer que l'accord entre les deux distributions est très bon.

Tous les événements avec $\theta_p > 4°$ ont donc été pondérés par $W_\theta = W_\theta(P, \lambda ; 4°)$.

La distribution de W_θ versus P est montrée dans le diagramme de la fig (3.11). On peut voir que l'effet de dispersion du dip est faible, ce qui justifie notre approximation dans le calcul de la courbe de la figure (3.10), où nous avions supposé un dip fixe, égal au dip moyen observé.

Des méthodes semblables à celle que nous venons de décrire sont suggérées dans les références [5, 6 et 7]. L'estimation de la distribution "vraie" de l'impulsion et du dip du Ξ^-, nécessaire comme donnée pour le programme de Monte-Carlo est, cependant, biaisée dans la plupart de ces travaux, puisqu'elle est couramment prise comme égale à la distribution expérimentale. Ce biais devient très important à notre énergie où la forme de la distribution d'impulsion, pour des valeurs élevées, est considérablement affectée par les pertes en angle projeté de cassure.

FIGURE 3.10.-



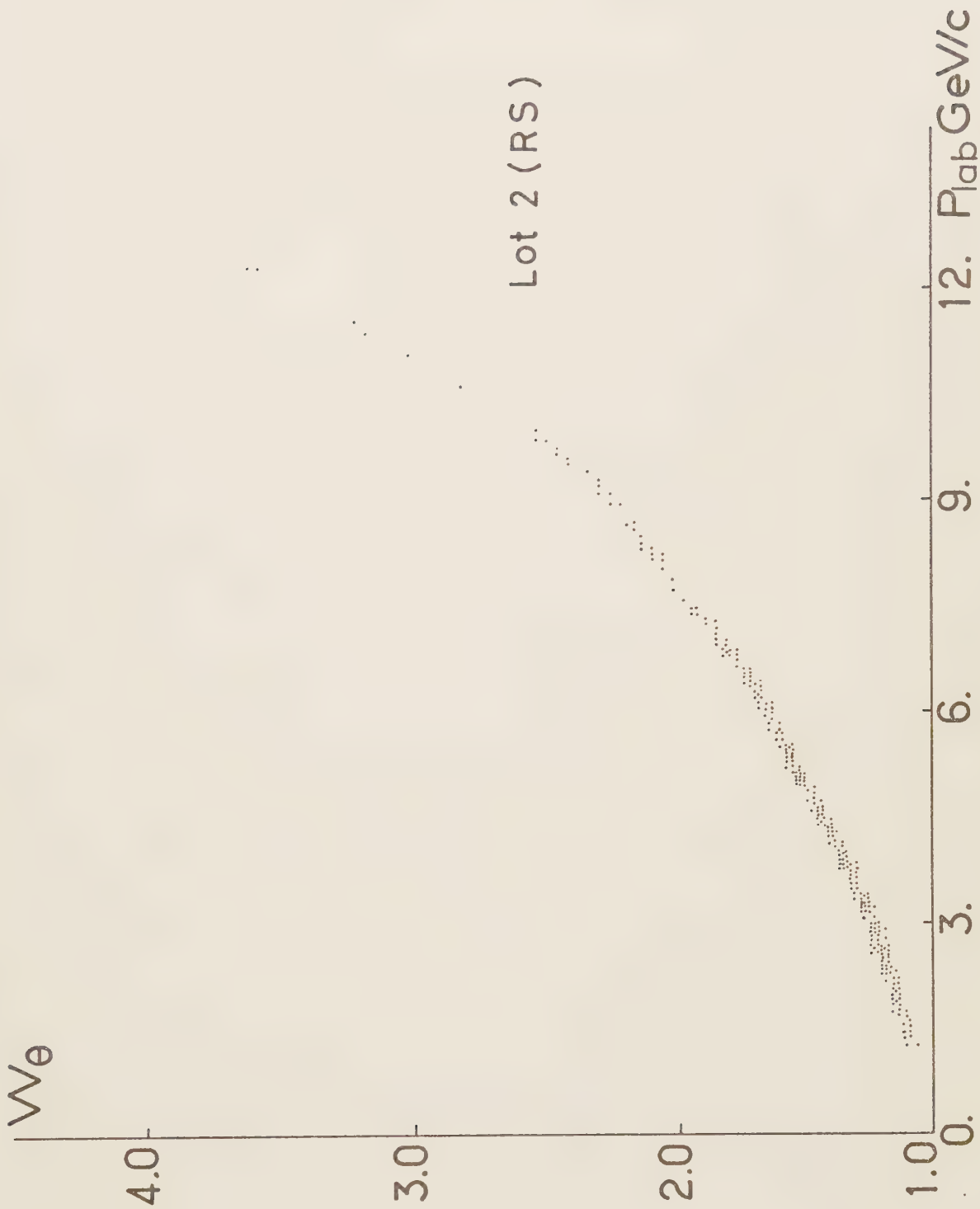


FIGURE 3.11.-

2ème méthode

a) De détermination des poids de visibilité $W_\theta(P,\lambda\ ;\ \theta_{lp}$

Toujours dans l'hypothèse d'une coupure raide décrite par une fonction de visibilité telle que celle de la fig. 3.8a on peut déterminer la forme analytique de la fonction de poids de visibilité $W_\theta(P,\lambda\ ;\ \theta_{lp})$. On a (voir réf.[8])

$\beta' > \beta^*$ $\quad f = 1 - (\beta'/\beta^*) \sin\phi \quad \tan\phi = \gamma \operatorname{tg}\theta_{lp}$; $\gamma = E/M = \dfrac{\sqrt{M^2+}}{M}$

$$\beta' = Px/(P_x^2 + M^2)^{1/2}$$

$$P_x = P\cos\lambda \quad (\text{du } \Xi^-)$$

$$\beta^* = p^*/E^* \quad (\text{du } \pi^- \text{ dans } \Xi^- CM$$

$\beta' < \beta^*$ $\quad f = 1 - (\beta'/\beta^*) \sin\phi - A/4\pi K^2$

où $\quad A = 4K^2 \left[\cos^{-1} b - r \sin\phi \cos^{-1}(rb)\right]$

et $\quad r = \beta'/\beta^* \quad$ et $b = \cos\phi/(1 - r^2 \sin^2\phi)^{1/2}$

avec $\quad W_\theta = \dfrac{1}{f}$

Pour chaque θ_{lp}, l'expression analytique antérieure donne les mêmes valeurs W_θ que nous avions trouvées précédemment par interpolation des résultats de production aléatoire d'événements.

b) De détermination de l'angle de cassure projetée minimum θ_{lp}

La méthode discutée avant pour déterminer la bonne coupure θ_{lp}, par comparaison de distributions expérimentales et produites aléatoirement de cos θ^* (ou de ϕ) peut se confronter au procédé classique de calculer, pour chaque valeur de coupure θ_{lp} le nombre d'événements pondéré correspondant.

La courbe en question doit monter d'abord et se stabiliser ensuite à proximité des valeurs θ_{lp} aux-dessus desquelles les pertes de visibilité deviennent négligeables. Si on poursuit le calcul pour des valeurs θ_{lp} plus élevées, le nombre d'événements pondérés doit commencer à décroître, à cause de l'enlévement absolu des régions physiques correspondantes aux impulsions élevées du Ξ^-.

Les courbes obtenues pour les deux lots expérimentaux analysés sont montrées dans la fig. 3.12.

On peut voir que les fluctuations rendent imprécise la détermination de θ_{lp} par cette méthode ; il nous a donc paru nécessaire de confirmer la coupure choisie ($\theta_{lp} = 4°$) par comparaison avec des événements produits au hasard selon la méthode indiquée plus haut.

III.4. Pertes et Pondérations : conclusions

Si les pertes de visibilité dues aux Ξ^- trop longs ou trop courts (probabilité p_l) sont indépendantes(*) des pertes associées à des angles de cassure projetés trop petits (probabilité p_θ), la probabilité de visibilité du Ξ^- sera le produit des deux probabilités

$$p_l \cdot p_\theta = \text{probabilité } (\Xi^- \text{ visible})$$

(*) L'indépendance statistique de ces variables a été testée d'une façon sommaire, pondérant la distribution (plate) de Q ($\ell_{min} = 1.5$) par les poids $W_\theta(\theta_{lp} = 4°)$; pondéré de cette sorte, Q ne s'éloigne pas de la distribution uniforme.

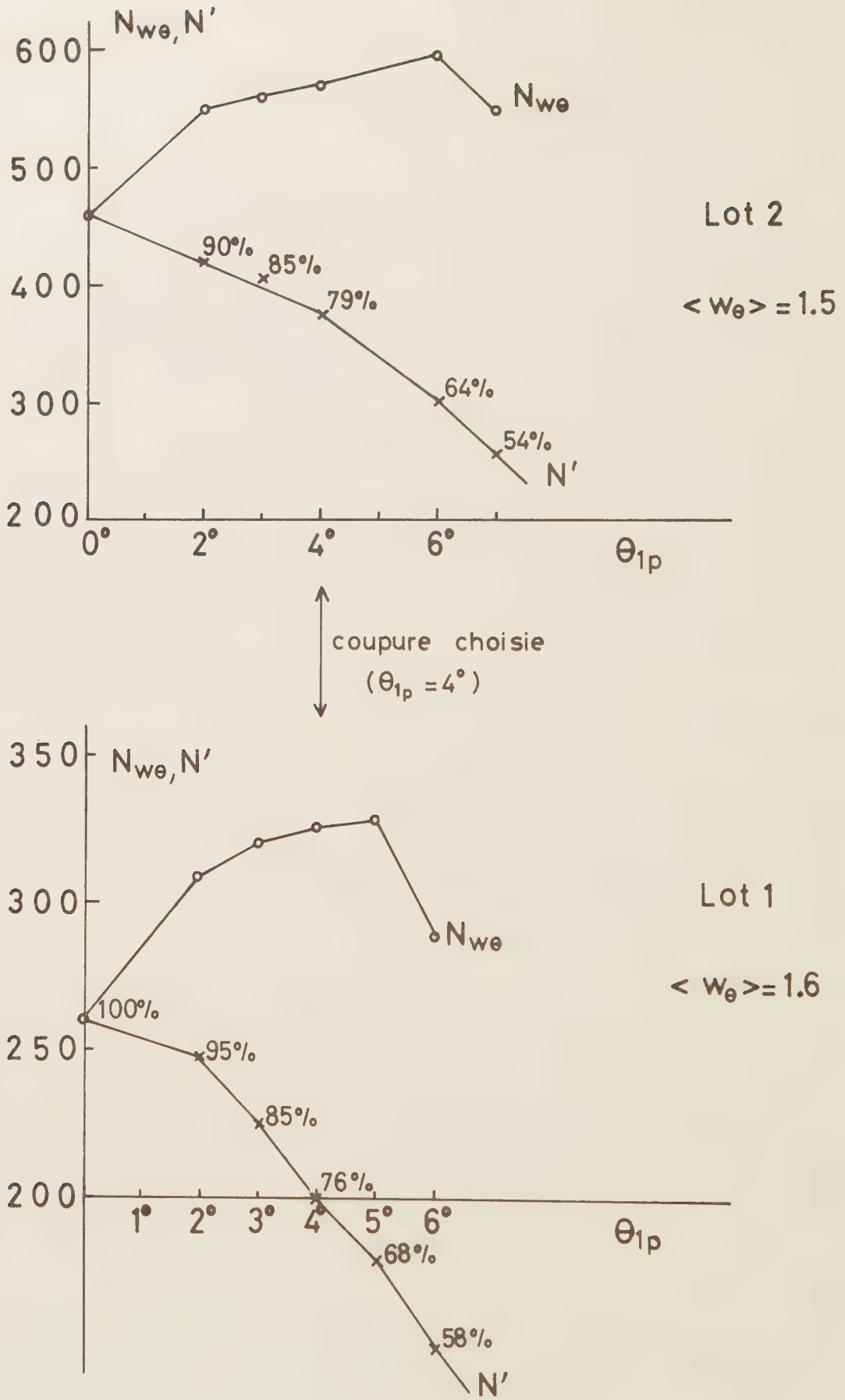

Nwe, N'
600
500
400
300
200
Nwe
90%
85%
79%
64%
54%
N'
0°
2°
4°
6°
θ1p
Lot 2
< we > = 1.5
coupure choisie
(θ1p = 4°)
350
300
250
200
Nwe, N'
Nwe
100%
95%
85%
76%
68%
58%
N'
1°
2°
3°
4°
5°
6°
θ1p
Lot 1
< we >= 1.6

FIGURE 3.12.-

La probabilité de visibilité des Ξ^- signés (avec désintégration du Λ vue) sera alors

Probabilité (Ξ visible, Λ visible) =

= Probabilité (Λ visible $|$ Ξ visible) . Probab (Ξ^- visible)

soit : $p' = p_1 \cdot p_2 \cdot p_\theta$

Chaque événement sera donc pondéré par un poids égal au produit des poids correspondants à chacune des pertes étudiées

$$W' = W_1 \cdot W_\theta \cdot W_2$$

Les résultats finals(*) sont indiqués dans le tableau ci-après.

(*) *Ces événements récupérés au laboratoire de Saclay n'ont pu être inclus dans l'analyse ici décrite. Ils le seront dans une publication ultérieure.*

TABLEAU 3.1

Ξ^- signés produits dans les interactions K^-p à 14.3 GeV

Lot expérimental	N. év avant (1) coupures	N. év. après coupures	W'poids de vis. global moyen	Correction $\frac{\Lambda \to \text{tout}}{\Lambda \to p\pi}$	Passing-rates (2) moyens	N. év. pondérés (3)	Ev/μb (5)
X	262	157	2.7	1.56	1.4	960	8.4
RS	481	268	2.8	1.56	2.0	2320	18.2
TOTAL	743	425	2.8 (4)	1.56	1.7	3280	26.6

(1) Inclus des événements du Run 5 dont on ne dispose pas de p.-rate et qui ne sont pas compris dans les autres colonnes.

(2) Comprises les pertes liées à l'efficacité du dépouillement.

(3) Corrigé pour les modes de désintégration non-visibles du Λ

(4) Dont : $\overline{W}_1 \simeq 1.3$, $\overline{W}_\theta \simeq 1.6$, $\overline{W}_2 \simeq 1.3$

(5) Runs 1 à 4.

C H A P I T R E IV

ANALYSE INCLUSIVE DE LA PRODUCTION DE Ξ^- DANS LES REACTIONS $K^-p \to \Xi^- + X$ A 14.3 GeV/c

-:-:-:-

I. Introduction

Nous présentons dans ce chapitre la première analyse inclusive exhaustive de production de Ξ^-.

A haute énergie, la multiplicité de particules dans l'état final augmente et rend très difficile toute analyse exclusive d'une grande partie des événements ; les problèmes d'ambiguïté entre les $K^\pm$ et les $\pi^\pm$ deviennent inextricables pour des fractions de plus en plus grandes des événements (impulsions trop fortes pour que l'ambiguïté soit résolue par ionisation, etc...).

D'autre part, plusieurs analyses inclusives de production d'hypérons dans les interactions K^-p ont été publiées ces dernières années. Il était donc important de combler ce manque d'informations expérimentales sur la production de l'état Ξ^-, et de la comparer à celle des autres hypérons.

Dans ce chapitre, nous commencerons par donner les sections efficaces inclusives, totales et topologiques relatives à la production de l'hypéron Ξ^- dans notre expérience et par discuter ces résultats par rapport à l'ensemble de l'information disponible aux autres énergies.

Nous présenterons ensuite les sections efficaces différentielles inclusives par rapport à la variable de Feynman x, au carré de l'impulsion transverse p_T^2 et au cosinus de l'angle de production du Ξ^- dans le centre de masse de la réaction, $\cos \theta_{CM}$, que nous avons déterminées dans notre expérience. Ces distributions sont présentées sous des formes invariantes et non-invariantes en énergie.

Les valeurs moyennes des variables x, p_T^2, $\cos \theta_{CM}$ ont aussi été mesurées.

La polarisation des Ξ^-'s produits dans notre expérience a été mesurée pour chaque topologie finale et pour l'ensemble des événements. Elle est comparée aux mesures réalisées à d'autres énergies.

Nous discuterons ensuite de l'ensemble des données expérimentales de notre analyse en les comparant à celles obtenues pour les autres hypérons dans la même expérience, essayant d'en dégager les caractéristiques physiques les plus importantes.

Finalement, nous discuterons des conclusions de cette analyse inclusive de production Ξ^- à la lumière de quelques idées théoriques sur les productions inclusives.

II . Sections efficaces inclusives, totales et topologiques, de production de Ξ^-

2.1. Définitions

Nous définissons ici les différentes grandeurs utilisées dans l'analyse inclusive qui suit, bien que d'une façon sommaire. La discussion sur la signification et l'intérêt de l'utilisation de ces variables se trouvent abondemment documentés dans les publications scientifiques.

La variable de Feynman x sera définie comme

$$x = \frac{2p_L^*}{\sqrt{s}} \qquad (\approx \frac{p_L^*}{p_{L\,\text{max.}}^*} \quad \text{pour s grand})$$

où p_L^* désigne l'impulsion longitudinale du Ξ^- dans le système du centre de masse de la réaction. La direction longitudinale est prise le long de la direction du K^- incident.

L'énergie de la réaction, mesurée dans le référenciel de son centre de masse est désignée $\sqrt{s}$. Sa valeur est de 5.29 GeV pour notre expérience.

L'impulsion transverse p_T ou son carré p_T^2, est l'autre variable utilisée ; elle est invariante pour une transformation de Lorentz selon la direction du K^- incident.

L'angle de production θ_{CM} est l'angle, dans le système du centre de masse de la réaction, entre le K^- incident et le Ξ^- produit. Il s'agit d'une variable qui n'est pas indépendante des variables x et p_T (voir fig. 4.1) mais qui est souvent commode pour la visualisation du caractère périphérique d'une réaction inclusive donnée.

On a, en effet

$$\text{tg } \theta_{CM} = \frac{p_T}{p_L^*} = \frac{2p_T}{x\sqrt{s}}$$

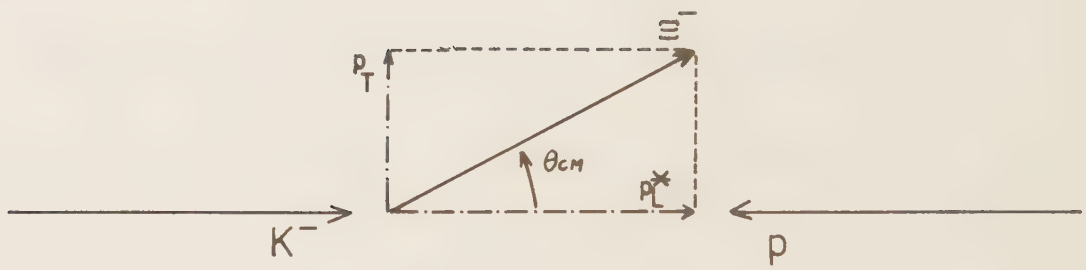


Fig. 4.1

L'énergie du Ξ^- dans le système du centre de masse de la réaction sera désignée par E^*

$$E^* = \sqrt{p_T^2 + p_L^{*2} + M_\Xi^2}$$

2.2. *Sections efficaces*

Nous avons mesuré la section efficace inclusive de production de Ξ^- dans notre expérience. En termes des variables inclusives choisies x et p_T^2, elle s'écrit

$$\sigma_{incl} = \iint \frac{d^2\sigma}{dx\ dp_T^2}\ dx\ dp_T^2$$

Compte tenu de l'analyse des pertes et pondérations décrite dans le chapitre III, la valeur obtenue est

$$\sigma_{incl} = 127 \pm 9\mu b$$

où l'erreur a été calculée selon la méthode décrite en appendice et inclut un facteur systématique de 5%.

De même, nous avons calculé les sections efficaces topologiques σ_n correspondantes à la production inclusive de Ξ^- associé à (n - 1) particules chargées (n = 2,4,6 et 8) :

$$K^- p \to \Xi^- + (n-1) \text{ particules chargées}$$

Les sections efficaces inclusives <u>invariantes</u>, totales et par topologie de particules chargées dans l'état final, ont aussi été mesurées, leur définition étant

$$\sigma_E = \frac{2}{\pi\sqrt{s}} \iint E^* \frac{d^2\sigma}{dx\, dp_T^2}\, dx\, dp_T^2$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.1.

TABLEAU 4.1

n=nombre de part. chargées ds l'état final	2	4	6	8	TOTAL
σ (µb)	14 ± 2	63 ± 6	44 ± 6	6 ± 3	127 ± 9
σ_E (µb)	3 ± 1	13 ± 1	9 ± 1	1 ± 2	26 ± 3

Sections efficaces inclusives -totale et topologique - de production de Ξ^- dans les réactions $K^- p \to \Xi^- + X$ à 14.3 GeV (valeurs invariantes et non-invariantes)

2.3. *Nombre moyen de particules chargées*

Le nombre moyen de particules chargées dans l'état final peut se déduire des résultats précédents

$$\langle n \rangle = \frac{\Sigma n \cdot \sigma_n}{\Sigma \sigma_n} = \frac{\Sigma n \cdot \sigma_n}{\sigma_{incl.}} \qquad n = 2,4,6,8$$

On obtient (*)

$$\langle n \rangle = 4.7 \pm 0.2$$

2.4. *Fractions topologiques de la section efficace inclusive*

La fraction de la section efficace inclusive de production de Ξ^- correspondante à chaque multiplicité de particules chargées dans l'état final ($\sigma_n/\sigma_{incl.}$) se déduit facilement des résultats présentés (tableau 4.2).

σ_2 / σ_{incl}	σ_4 / σ_{incl}	σ_6 / σ_{incl}	σ_8 / σ_{incl}
0.11 ± .04	0.50 ± 0.03	0.35 ± 0.04	0.05 ± 0.04

TABLEAU 4.2

(*) *Pour le calcul de la variance des valeurs moyennes présentées voir l'Appendice I.*

III. Comportement des sections efficaces inclusives en fonction de l'énergie de la réaction

Comme nous l'avons indiqué au début du chapitre, il n'y a pratiquement pas de données inclusives publiées sur la production de Ξ^-'s, à l'exception de quelques sections efficaces totales.

En ce qui concerne les sections efficaces topologiques, nous les avons calculées à partir des résultats d'analyses exclusives publiéespour d'autres expériences.

Le tableau 4.3 est le résultat de cette analyse, pour l'ensemble des données expérimentales publiées jusqu'à présent. Les sections efficaces totales sont données par les auteurs ; les sections efficaces topologiques sont calculées par nous, à l'exception de celles à 12.6 GeV/c. Pour certaines expériences, les données publiées ne sont pas suffisantes pour le calcul des sections efficaces topologiques, et nous avons dû les omettre. Les erreurs ont été calculées par nous sur la base des erreurs données pour les sections efficaces de chaque réaction exclusive. Autant que possible, nous présentons aussi, pour chaque expérience, le nombre d'événements observés sur lesquels se fonde l'analyse ; pour des raisons de compatibilité, il s'agit toujours du nombre d'événements du type Ξ^- "signé", non pondéré, et avant les coupures géométriques et cinématiques (réf.[7] ,[9-14], [40]).

Nous avons aussi calculé, quand cela était possible, le nombre moyen de particules chargées dans l'état final, bien que d'une façon non-invariante ; en tout cas, nous avons déjà vu que les deux calculs (invariants ou non-invariants) de cette grandeur conduisent, dans notre expérience, approximativement au même résultat.

TABLEAU 4.3

$K^- p \to \Xi^- + X$

ou $K^- p \to \Xi^- +$ (n -1) particules chargées

Comportement en fonction de l'impulsion du K^- incident

s GeV^2	$P_{lab} K^-$ inc GeV/c	$\sigma_2 \mu b$	σ_4 µb	$\sigma_6 \mu b$	$\sigma_8 \mu b$	$\sigma_{inc} \mu b$	<n> chargées	N.ev.non pondérés signés	ev/µb
7.8	3.5	-	-	-	-	150		-	-
8.6	3.95	98±4	36±4	x	x	134±6	2.54±.03	-	-
9.2	4.25	91±8	40±4	x	x	131.4±8.7	2.6±.1	276	5.3
10.6	5.0	61±10	32±6	3±2	x	96 ±10	2.8±0.2	157	∿ 3
11.5	5.5	68±5	72±5	4±2	x	143.8±9.3	3.1±0.1	195	4
12.4	6.0	61±8	78±9	9±3	x	148 ±24	3.3±0.1	301	4
20.1	10.1	-	-	-	-	72^{+8}_{-6}	-	111	4
24.8	12.6	14±5	38±9	11±3	2±1	65 ± 15	4.0±0.2	-	6
27.9	14.3	14±2	63±6	44±6	6±3	127 ± 9	4.7±0.2	743*	∿35

(*) Dont 486 utilisés pour l'analyse inclusive (après coupures), correspondants aux Runs 1 à 4 (26.6 ev/µb).

3.1. Comportement en énergie de la section efficace inclusive totale

Le comportement de $\sigma_{incl.}$ en fonction de P_{lab} est aussi montré dans la fig. 4.2 pour des impulsions du faisceau supérieures à 3.5 GeV/c.

Si on néglige les points à 10. et à 12.6 GeV, on voit que la section efficace inclusive totale semble approximativement constante pour P_{lab} entre 3.5 et 14.3 GeV.

La valeur de 78 μb publiée à 10 GeV/c semble manifestement trop basse ; en fait, non seulement cette valeur est basée sur une très petite statistique (111 événements), mais aussi il n'est pas sûr qu'il s'agisse vraiment d'une section efficace inclusive totale(*).

(*) *En plus, il est facile de voir que l'application au lot des 111 événements publiés des corrections moyennes pour les différents types de pertes à l'énergie en question conduit à une valeur pour la section efficace d'environ 50% supérieure à celle publiée.*

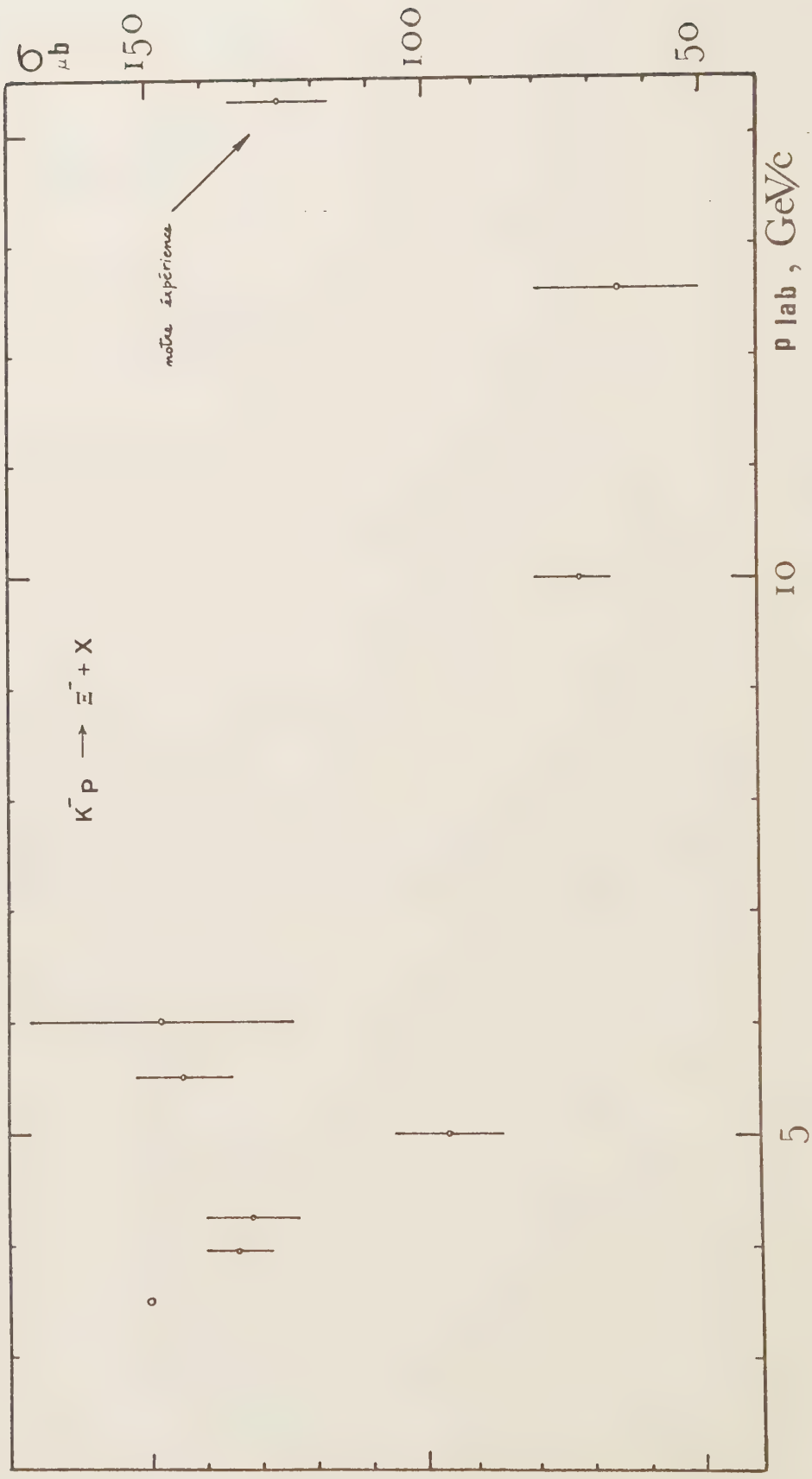


FIG. 4.2.- SECTION EFFICACE INCLUSIVE DE LA REACTION $K^- p \to \Xi^- + X$ DE 3.5 À 14.3 GeV/c.

La valeur publiée à 12.6 GeV correspond à une section efficace inclusive totale ; cependant il s'agit aussi d'une expérience de faible statistique (nombre de Ξ^- signés non précisés, mais 6 ev/μb) [14]. Il semble que les auteurs de l'expérience à 12.6 GeV/c aient systématiquement perdu des événements de haute multiplicité et que ce soit cette perte la cause principale de leur faible section efficace (voir plus loin, la discussion sur le comportement du nombre moyen de particules chargées en fonction de l'énergie).

En conclusion, nos résultats sur la section efficace totale inclusive de production de Ξ^- dans les interactions K^-p à 14.3 GeV/c sont ceux publiés, jusqu'à présent, à plus haute énergie. Ils montrent que, pour P_{lab} entre 3.5 et 14.3 GeV/c, la section efficace inclusive reste constante ou décroît très légèrement. Ce comportement pourrait s'expliquer par le caractère dominant, dans cette zone d'énergie, de l'ouverture de canaux de haute multiplicité ; par contre, les réactions à deux corps ou quasi-deux corps, importantes à basse énergie, présentent ici des sections efficaces de plus en plus faibles.

3.2. *Sections efficaces inclusives topologiques : comportement en énergie*

Les valeurs présentées dans le Tableau 4.3 pour les sections efficaces inclusives topologiques σ_n sont montrées dans la fig. (4.3), en fonction de l'impulsion du K^- incident.

La section efficace de production de Ξ^-'s dans les réactions à 2 branches (n = 2) décroit très rapidement avec l'énergie dans la zone que nous décrivons. Ceci est compatible avec la chute rapide des sections efficaces pour les processus à deux corps, ou à quasi-deux corps dominés par l'échange d'un baryon

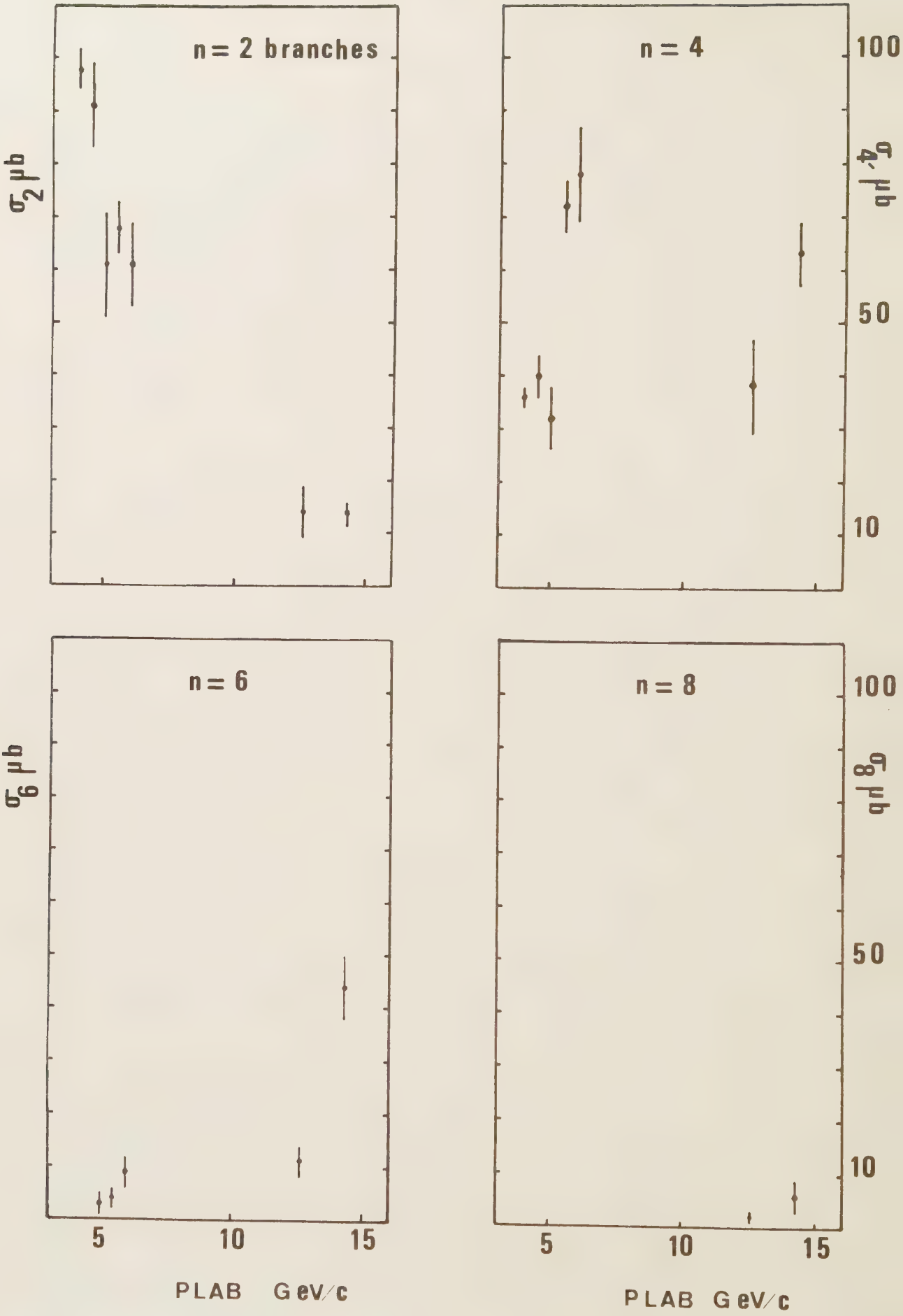
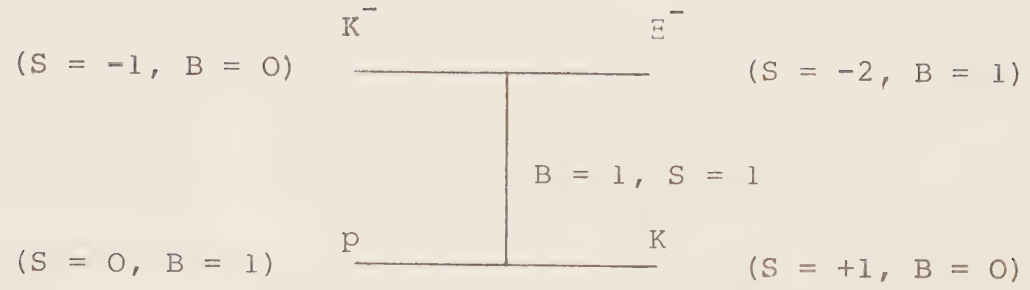


FIG. 4.3.- SECTIONS EFFICACES INCLUSIVES PAR $K^- p \to \Xi^- + (N-1)$ PARTICULES CHARGÉES, ENTRE 4 ET 14.3 GeV D'IMPULSION DU FAISCEAU.



Les données montrent que la décroissance de σ_2 quand P_{lab} augmente, pour les Ξ^-, peut approximativement être paramétrisée, dans le domaine d'impulsion de la fig.(4.3), par

$$\sigma_2 \sim p_{lab}^{-N}$$

avec $N \approx 1.5$ $\left[\sigma_2 \text{ en } \mu b; p_{lab} \text{ en GeV/c}\right]$

On voit que σ_4 augmente rapidement jusqu'à $P_{Lab} \simeq 6$ GeV/c et décroit lentement jusqu'à 14.3 GeV/c.

Par contre, σ_6 semble encore dominée, à notre énergie, par l'ouverture de nouveaux canaux, car elle augmente rapidement entre 5 et 14.3 GeV/c.

Enfin, σ_8 n'est illustrée que par deux points expérimentaux, à 12.6 et à 14.3 GeV/c.

En conclusion, l'évolution de σ_n en fonction de l'impulsion du K^- incident semble vérifier le comportement suivant :

- si $n \ll \langle n \rangle$ a une impulsion donnée, la fonction $\sigma_n(P)$ sera décroissante.

Pour n = 2 la décroissance de la section efficace est de l'ordre $\sim p_{lab}^{-1.5}$

- si $n > \langle n \rangle$ a une impulsion du faisceau donnée la fonction $\sigma_n(P_{lab})$ est croissante.

3.3. *Nombre moyen de particules chargées en fonction de l'énergie de la réaction*

Le nombre moyen de particules chargées dans l'état final (dont le Ξ^-) est représenté en fonction du carré de l'énergie dans le centre de masse de la réaction, s, dans la fig. (4.4).

On peut voir que, entre 3.5 GeV/c et 14.3 GeV/c pour l'impulsion du faisceau, le comportement de $\langle n \rangle$ présente déjà l'allure asymptotique

$$\langle n \rangle = A + b \ln s$$

prévue pour la production de particules selon un mécanisme multipériphérique à très haute énergie [41].

La droite sur la figure représente une paramétrisation pour l'ensemble des données de s entre 8 et 28 GeV^2 et a pour équation

$$\langle n_c \rangle = 1.83 \ln s - 1.39$$

Il est à remarquer le caractère asymptotique de $\langle n \rangle$ dans ce domaine d'énergies, dans le cas de la production inclusive de Ξ^- dans les interactions K^-p.

Le scaling KNO

Guidés par le caractère asymptotique de la multiplicité moyenne de particules chargées aux énergies disponibles, nous avons essayé de tester le scaling KNO avec les données compilées au tableau 4.3, entre 3.95 GeV/c et 14.3 GeV/c d'impulsion du K^- incident.

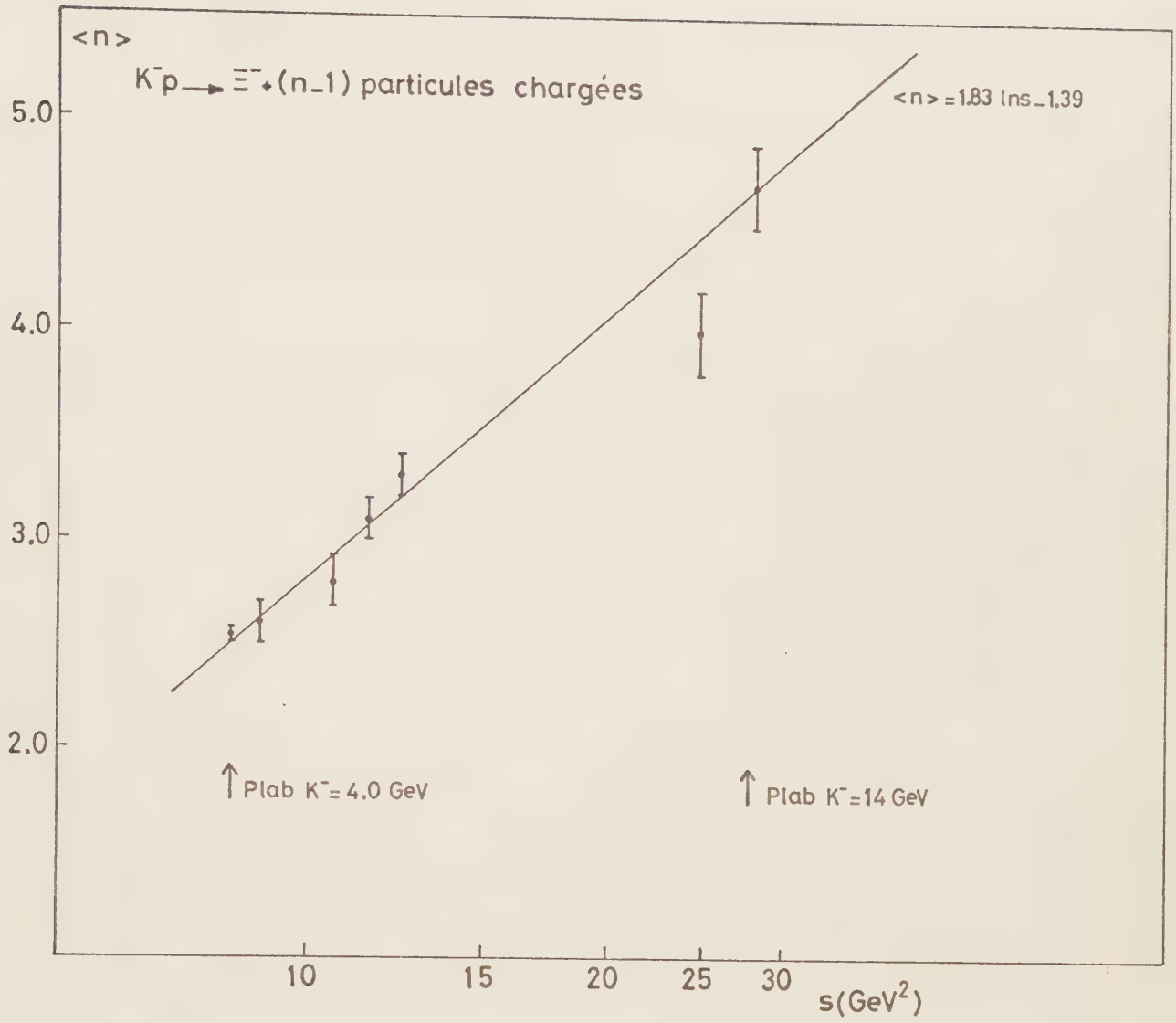


FIG.4.4.- NOMBRE MOYEN DE PARTICULES CHARGÉES DANS L'ÉTAT FINAL POUR LES RÉACTIONS $K^-p \to \Xi^- + (N-1)$ PARTICULES CHARGÉES ($\langle N \rangle$) EN FONCTION DU CARRÉ DE L'ÉNERGIE DANS LE CENTRE DE MASSE, S. ON REMARQUE LE COMPORTEMENT DE TYPE ASYMPTOTIQUE, BIEN REPRÉSENTÉ PAR LA PARAMÉTRISATION $\langle N \rangle = 1.83 \ln s - 1.39$.

Dans l'hypothèse du scaling KNO, on montre que la limite

$$\lim_{s \to \infty} (\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{\text{inélastique}}) = f(n/\langle n \rangle)$$

est une fonction indépendante de l'énergie de la réaction [15] ceci reste vrai si on remplace les sections efficaces totales par des sections efficaces inclusives. On aura (n = nombre de particules chargées)

$$\lim_{s \to \infty} (\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{\text{incl}}) = f(n/\langle n \rangle)$$

Nous avons donc représenté la quantité $\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{\text{incl}}$ en fonction du rapport $n/\langle n \rangle$ pour chaque énergie du K^- incident. Dans l'hypothèse du scaling KNO les points correspondants à des expériences d'énergies différentes doivent se rapprocher d'une même fonction universelle.

Le résultat peut se voir dans la fig. 4.5 : il y a un accord remarquable avec les prévisions de KNO, même aux énergies disponibles.

Il est curieux de remarquer que la fonction $f(nc/\langle n \rangle)$ pour les Ξ^- ne semble pas compatible avec celle qui décrit bien les résultats de toutes les interactions $k^- p$, et qui reste valable pour un grand intervalle d'énergie [16] . Il y aurait donc une fonction $f(n/\langle n \rangle)$ spécifique pour la production inclusive de Ξ^-.

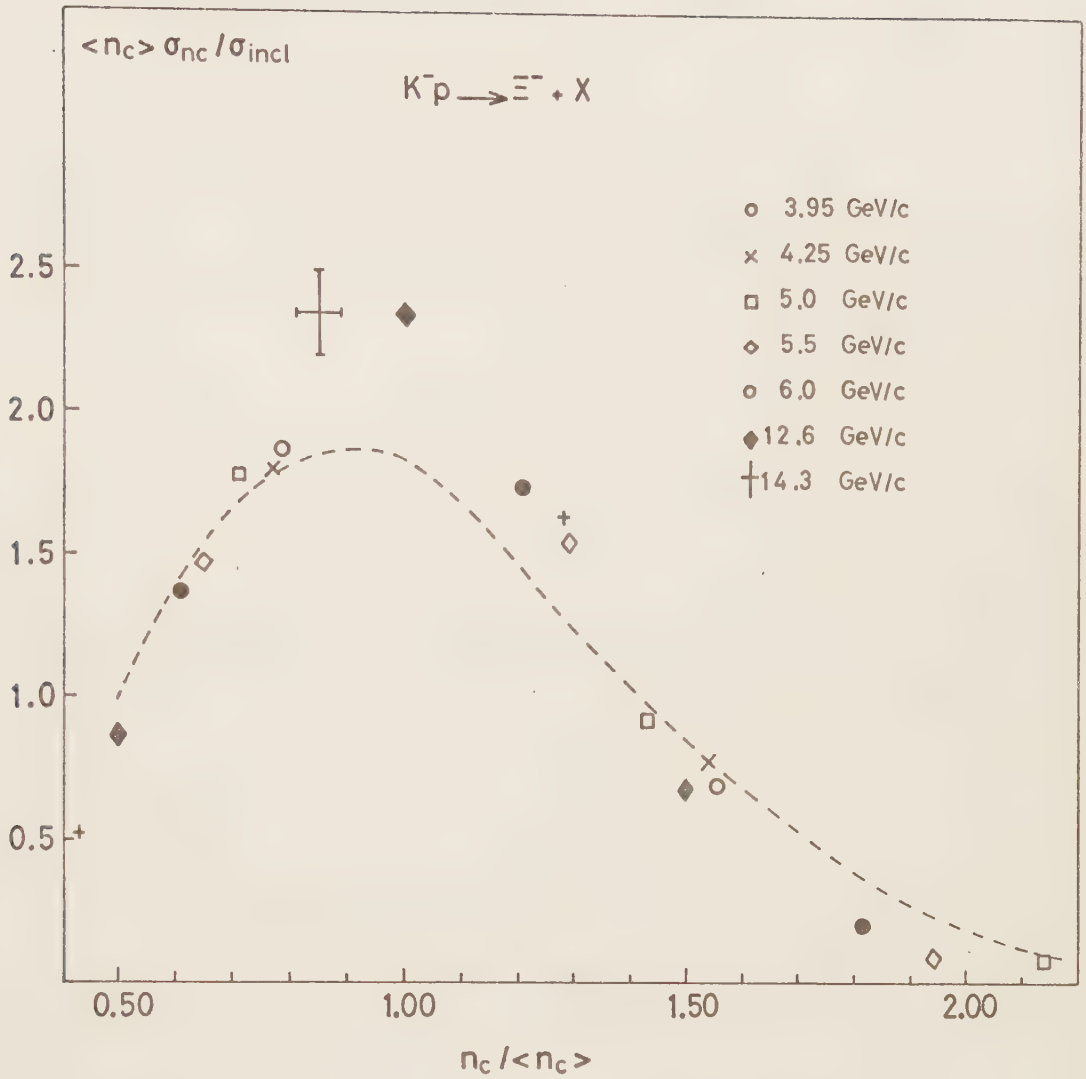


FIG.4.5.- TEST DU SCALING KNO POUR LES RÉACTIONS INCLUSIVES $K^- p \rightarrow \Xi^- + (n-1)$ CHARGÉES ENTRE 4 ET 14 GEV/C. LES POINTS EXPÉRIMENTAUX TOMBENT SUR UNE SEULE COURBE, COMME PRÉVU PAR KNO. LA LIGNE EN POINTILLÉ CORRESPOND À LA FONCTION DE KNO DÉTERMINÉE EXPÉRIMENTALEMENT POUR LES INTERACTIONS $K^- p \rightarrow n$ CHARGÉES ENTRE 4 ET 200 GEV/C.

IV. Sections efficaces différentielles. Distributions de x et p_T^2

4.1. *Distributions non-invariantes*

On définit la section efficace différentielle inclusive par rapport à la variable x comme l'intégrale, par rapport à p_T^2 de la section efficace différentielle $d^2\sigma/dxdp_T^2$:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \int \frac{d^2\sigma}{dx\ dp_T^2}\ dp_T^2$$

D'une façon analogue, nous aurons pour la section efficace différentielle inclusive par rapport au carré de l'impulsion transverse p_T^2

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \int \frac{d^2\sigma}{dx\ dp_T^2}\ dx$$

4.2. *Distributions invariantes*

Les distributions antérieures ne sont pas "invariantes en fonction de l'énergie ; il est donc commode de définir d'autres distributions où la modification de l'espace de phase par variation de l'énergie soit déjà tenue en considération. De telles distributions sont dites "invariantes" en fonction de l'énergie.

On définit pour la section efficace différentielle inclusive invariante, par rapport à la variable x

$$\left(\frac{d\sigma}{dx}\right)_E = \frac{2}{\pi\sqrt{s}} \int_{E^*} \frac{d^2\sigma}{dx\ dp_T^2}\ dp_T^2$$

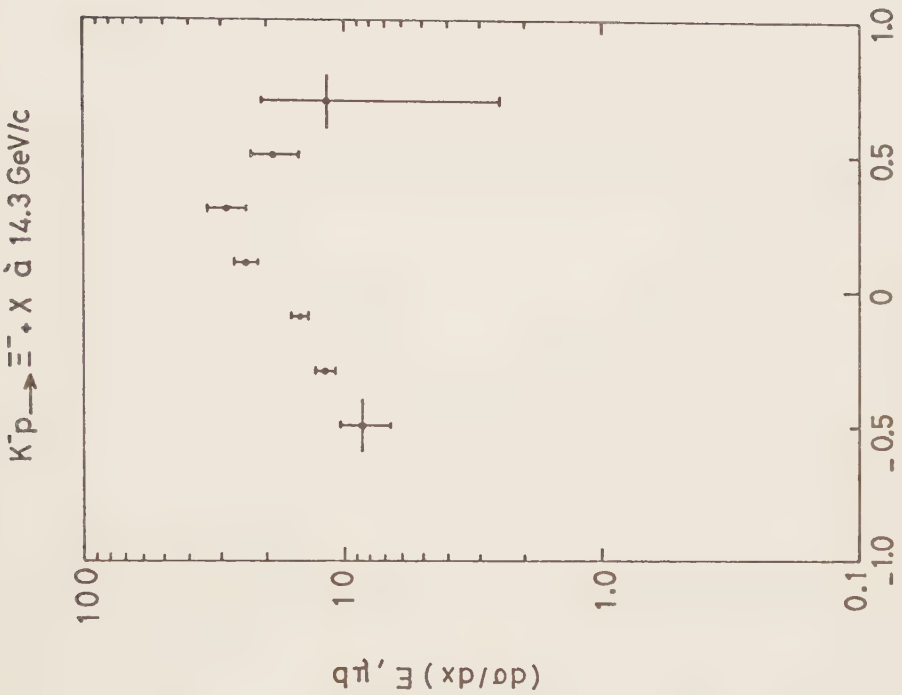


FIG. 4.6.- DISTRIBUTION INVARIANTE DE x.

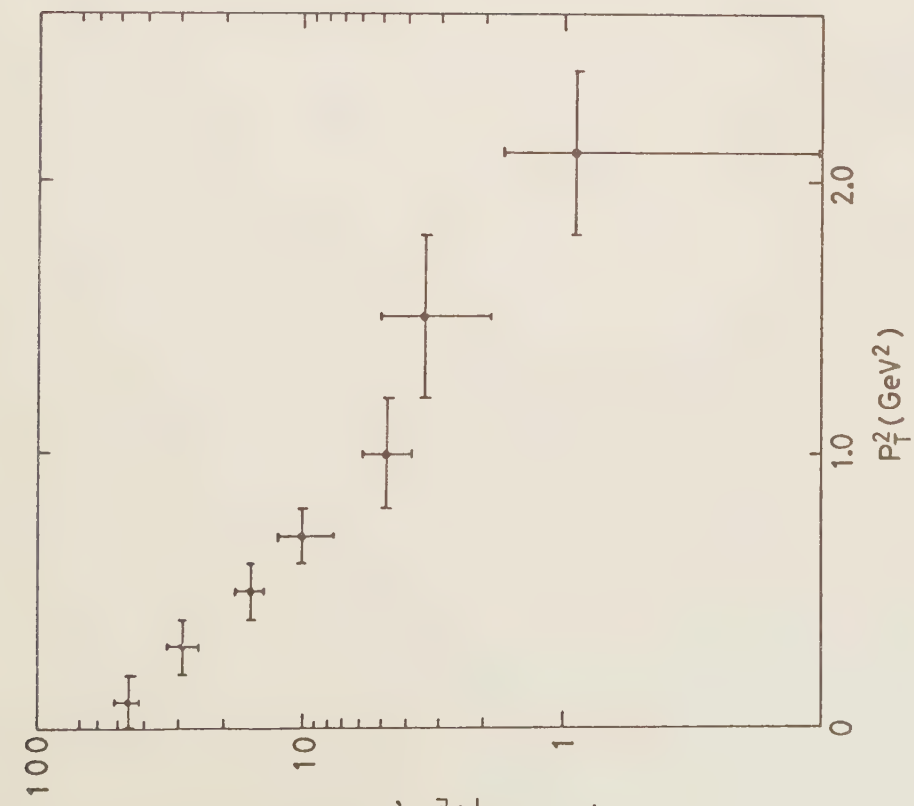


FIG.- 4.7.- DISTRIBUTION INVARIANTE DE P_T^2

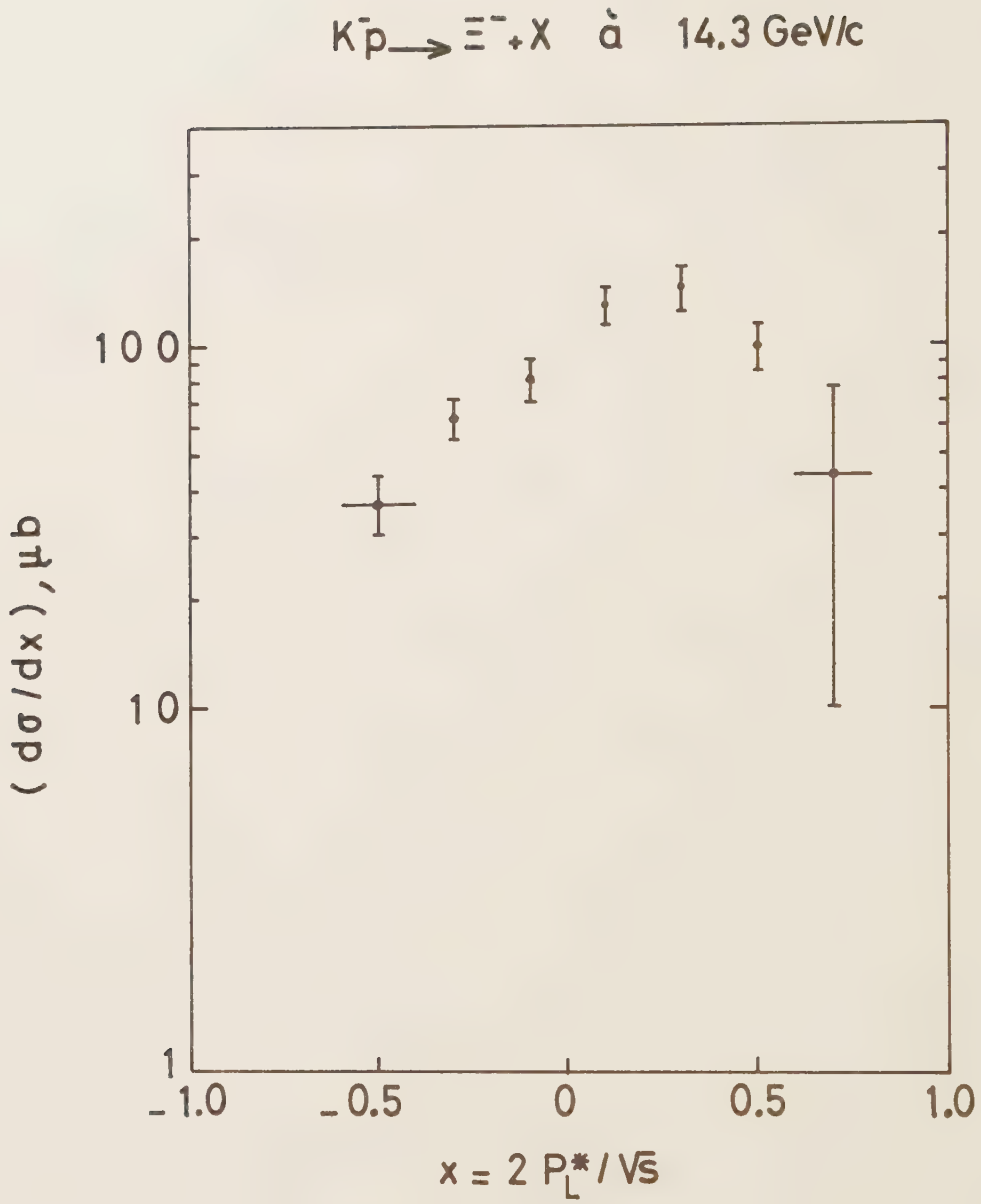


FIG.4.8.- DISTRIBUTION NON-INVARIANTE DE X.

où E^* représente l'énergie du Ξ^- dans le centre de masse de la réaction et $\sqrt{s}$ l'énergie totale dans le centre de masse.

De même, la section efficace invariante, inclusive différentielle par rapport à la variable p_T^2 sera définie par

$$\left(\frac{d\sigma}{dp_T^2}\right)_E = \frac{2}{\pi\sqrt{s}} \int E^* \frac{d^2\sigma}{dx\, dp_T^2}\, dx$$

4.3. Valeurs expérimentales pour la réaction $K^-p \to \Xi^- + X$ à 14.3 GeV/c

Les distributions inclusives de x et de p_T^2 ont été obtenues dans notre expérience ; c'est la première fois qu'une telle analyse est menée pour le Ξ^-, sauf en ce qui concerne les distributions non-invariantes de x qui ont été publiées à 4.25 GeV/c [17] et à 12.6 GeV/c [14].

La façon dont la variance des valeurs obtenues a été calculée pour chaque intervalle est expliquée dans l'Appendice I, pour les distributions invariantes et non-invariantes.

Les distributions invariantes de x et p_T^2 sont montrées dans les figures (4.6,4.7), et la distribution non-invariante de x dans la figure (4.8).

Nous présentons, en plus, les distributions de x en fonction de la topologie pour chaque type de réaction

$$k^-p \to \Xi^- + (n-1) \text{ particules chargées}$$

$$n = 2,\ 4,\ 6$$

dans la figure (4.9), normalisées à la section efficace topologique σ_n.

Dans la figure (4.9) la définition de x

$$x = \frac{2\, p_L^*}{\sqrt{s}}$$

a été maintenue pour toutes les topologies.

V . Analyse des résultats expérimentaux pour les sections efficac différentielles inclusives

5.1. *Distributions de x*

Les distributions de x (invariante ou non-invariante) montrent que, dans la réaction inclusive

$$k^- p \to \Xi^- + X \,, \quad \text{à } 14.3 \text{ GeV/c},$$

le Ξ^- est produit de préférence vers l'avant. Une paramétrisation simple de $(d\sigma/dx)E$ serait :

$$(d\sigma/dx)_E \simeq 22 \,.\exp(1.4\, x) \qquad x < .3$$

$$(d\sigma/dx)_E \simeq 58 \exp(-2.3\, x) \qquad x > .3$$

pour $-0.4 \lesssim x \lesssim 0.8$

A basse énergie le même comportement a été vérifié, son explication se basait sur le fait que, à basse énergie, la production de Ξ^-s provient surtout de processus à deux corps ou quasi-deux corps :

$$k^- p \to \Xi^- + K^+$$

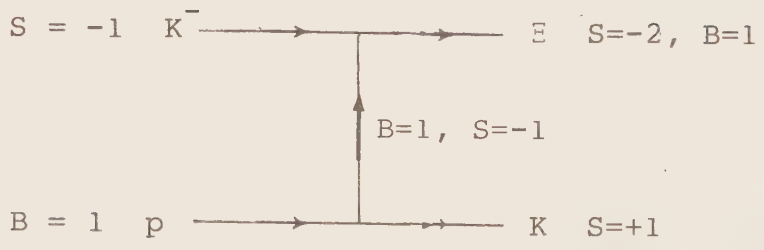
$$k^- p \to \Xi^{*\circ}\, K^+ \quad \text{ou} \quad \Xi^{*-} K^\circ$$

$$\Xi^{*\circ} \hookrightarrow \Xi^- \pi^+ \qquad \Xi^{*-} \hookrightarrow \Xi^- \pi^\circ$$

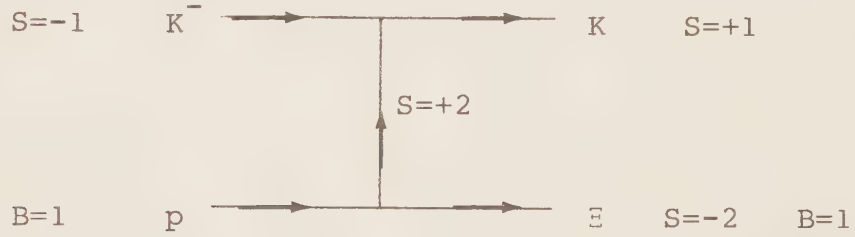
$$k^- p \to \Xi^- K^{*+}$$

$$K^{*+} \hookrightarrow K^\circ \pi^+$$

représentés par des diagrammes du type



où le Ξ est produit au vertex du K^- incident. Le diagramme inverse étant interdit



car il exigerait l'échange d'un boson d'étrangeté 2 dont l'existence n'est pas connue (échange exotique).

Dans notre expérience, à 14.3 GeV/c, la section efficace inclusive pour les événements avec 2 particules chargées dans l'état final ne représente que 11% de la section efficace inclusive totale, et l'explication de la distribution de x en terme de processus à deux-corps n'est plus valable.

En plus, dans les événements à haute multiplicité du type 6-branches (35% de la section efficace totale) nous trouvons une forte tendance pour $x > 0$, comme on peut voir dans la figure (4.9).

Le comportement de la distribution de x en fonction du nombre de particules chargées dans l'état final présente aussi des caractéristiques remarquables.

Pour les événements à 2-branches et bien que nous ne disposions que d'une faible statistique, la tendance à l'émission vers l'avant du Ξ^- se manifeste clairement.

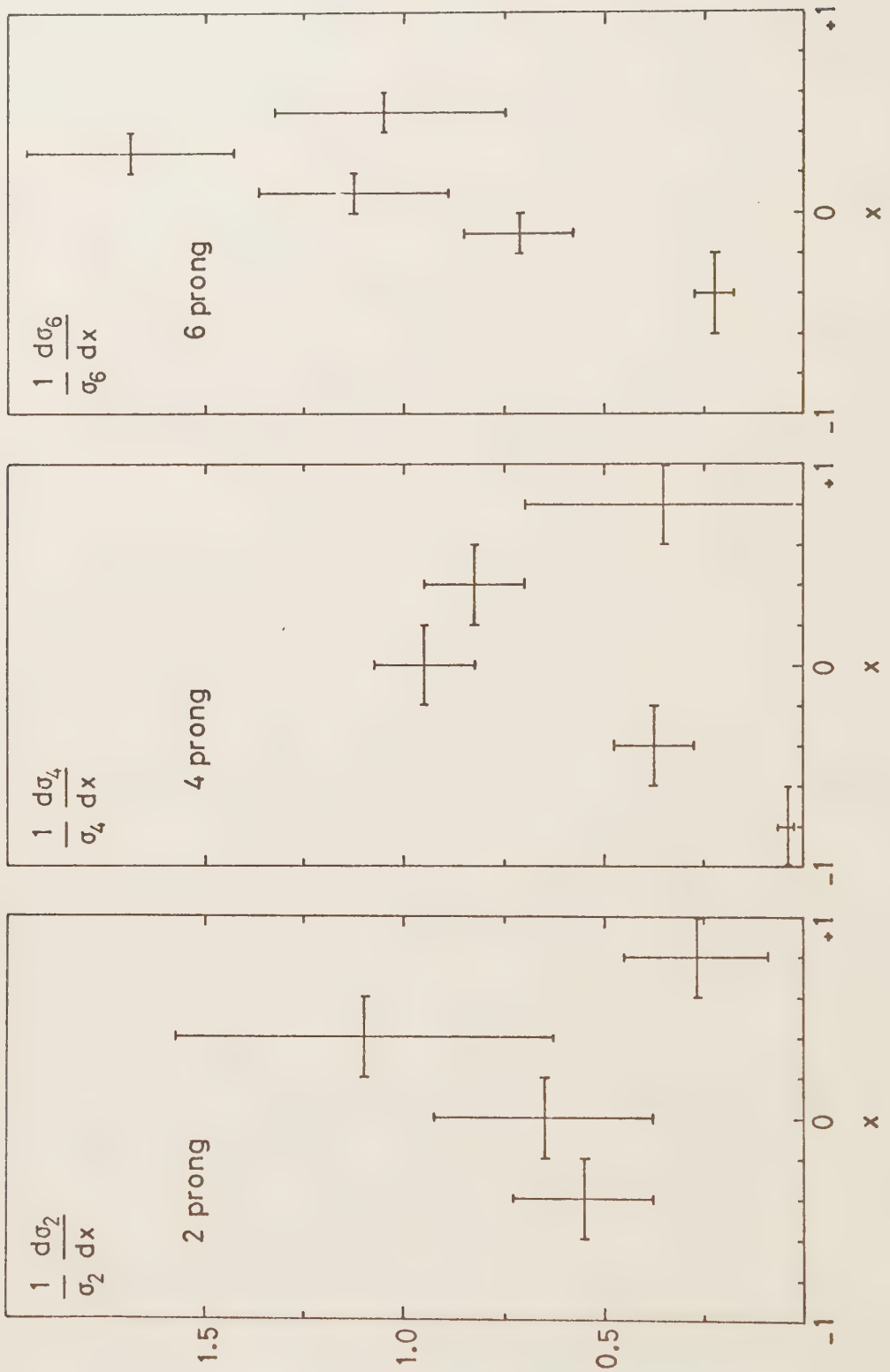


FIG.4.9.- DISTRIBUTIONS DE X POUR LES Ξ^- PRODUITS DANS LES RÉACTIONS $K^-P \to \Xi^- + (N-1)$ PARTICULES CHARGÉES À 14.3 GEV/C, PAR TOPOLOGIE, NORMALISÉES À LA SECTION EFFICACE TOPOLOGIQUE.

Il serait normal que cette tendance s'atténue dans le passage aux multiplicités plus élevées, où l'émission de la particule étudiée se produirait essentiellement dans la région centrale de x.

En fait, ce que nous observons diffère d'une façon significative de cette image simplifiée : si la tendance dans le passage des événements à 2-branches aux événements 4-branches reste floue à cause de l'imprécision des données correspondantes aux très basses multiplicités, le passage des événements 4-branches aux événements 6-branches montre une nette accentuation de l'émission vers l'avant de l'hypéron aux hautes multiplicités (fig.4.9).

Nous pensons que cette "anomalie" dans le comportement de l'émission du Ξ^- avec la multiplicité de particules dans l'état final pourrait s'interprêter en terme d'un modèle de type multiphériphérique, et qu'elle serait alors du même type que celle observée dans le comportement topologique de l'émission des lambdas dans les interactions K^-p, où un pic avant anormal apparaît dans les distributions de l'angle d'émission aux hautes multiplicités.

Cette anomalie a été expliquée, dans le cadre d'un modèle multipériphérique comme le résultat de l'augmentation d'importance des échanges baryoniques dans la chaîne multipériphérique avec la multiplicité à une énergie donnée [18]

5.2. *Distribution de p_T^2*

La section efficace différentielle inclusive par rapport au carré de l'impulsion transverse du Ξ^- n'est pratiquement pas sensible à la multiplicité. Ainsi avons-nous représenté dans la fig. 4.7 sa distribution globale, et étudié séparément le comportement topologique des valeurs moyennes de p_T^2 (voir plus loin, § 6).

Les données expérimentales ont été ajustées par minimisation de χ^2 à la fonction

$$\left(\frac{d\sigma}{dp_T^2}\right)_E = A\, e^{-Bp_T^2}$$

Les résultats de cet ajustement sont montrés au tableau 4.4.

$(d\sigma/dp_T^2)E = A.e^{-Bp_T^2}$ $K^-p \to \Xi^- + X$ à 14.3 GeV/c				
$p_T^2(GeV^2)$	Nb.points	ND	χ^2	B
[O., 2.4]	7	4	2.46	2.48±O.23
[O., 1.2]	5	2	O.23	2.58±O.24
[O., .8]	4	1	O.14	2.65±O.34

TABLEAU 4.4.

Pente de la distribution de p_T^2 des Ξ^- dans $K^-p \to \Xi^- + X$ à 14.3 GeV/c

5.3. *Comportement des sections efficaces différentielles en fonction de l'énergie de la réaction.*

On ne dispose pas de données inclusives sur la production de Ξ^-'s à d'autres énergies, sauf en ce qui concerne les distributions non-invariantes de x, publiées à 4.2 et à 12.6 GeV/c, et quelques sections efficaces totales.

Dans la figure (4.10) on montre les distributions inclusives non-invariantes de x pour les trois valeurs d'impulsion de K^- incidente 4.2, 12.6 et 14.3 GeV/c.

Il est surprenant de remarquer que, entre 4.25 et 14.3 GeV/c, les sections efficaces différentielles par rapport à x ne changent pratiquement pas dans la région $-0.5 < x < 0.5$ (*).

On remarque une chute dans la distribution de x pour $x > 0.5$, entre 4.25 et 14.3 GeV/c. Elle est due à la décroissance rapide de la section efficace des réactions à deux ou quasi-deux corps quand l'énergie augmente.

(*) *Voir à ce sujet l'Appendice V (note ajoutée Juin 1976).*

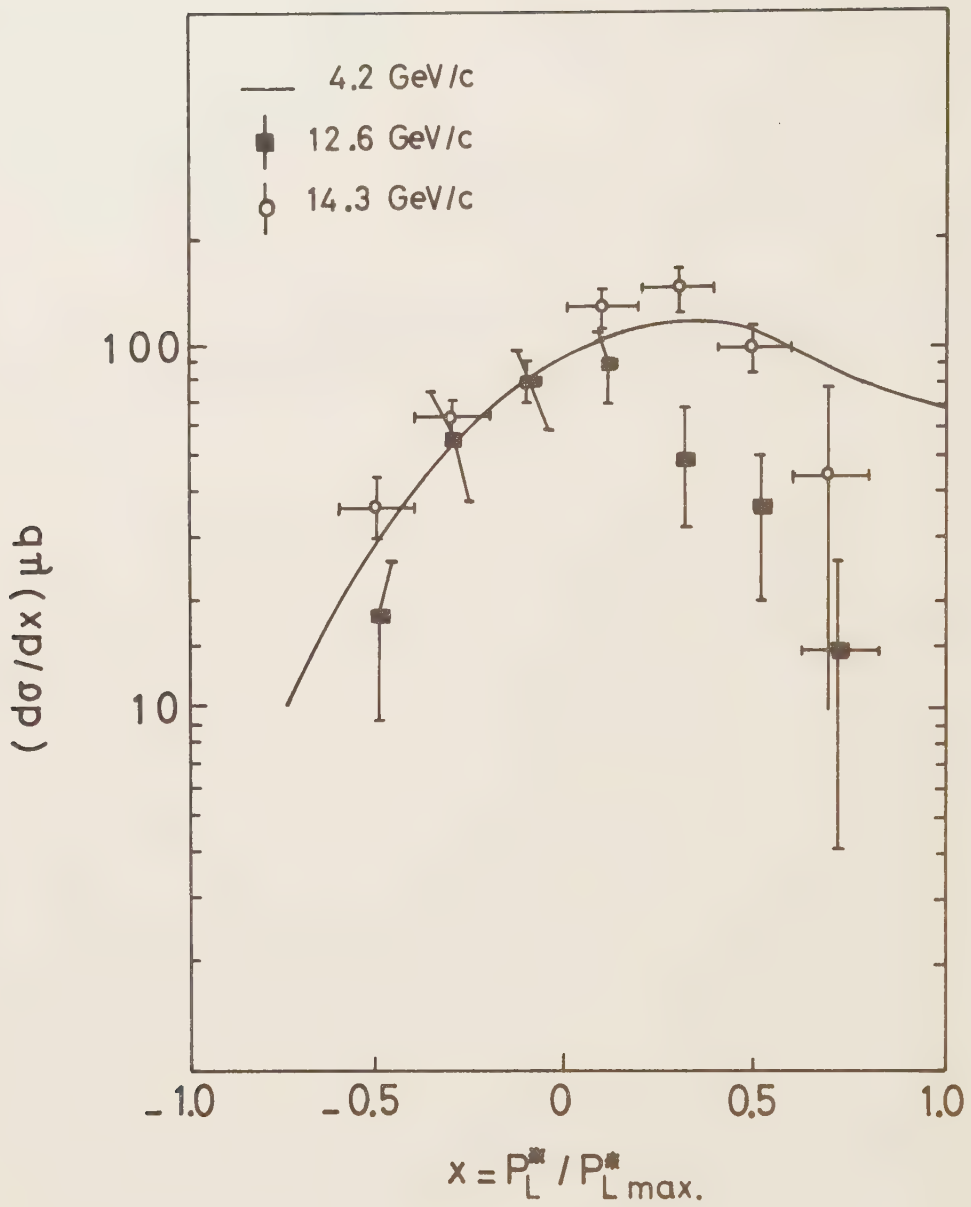


FIG.4.10.- DISTRIBUTIONS NON-INVARIANTES DE X POUR LA RÉACTION INCLUSIVE $K^- p \to \Xi^- + X$ À 4.2, 12.6 ET 14.3 GEV/C. ON VOIT QUE L'ACCORD ENTRE LES POINTS EXPÉRIMENTAUX À 4.2 ET À 14.3 GEV/C EST TRÈS BON DANS PRESQUE TOUT LE DOMAINE DE X. L'ALLURE DES POINTS EXPÉRIMENTAUX À 12.6 GEV/C POUR $X > 0$ PEUT S'INTERPRÊTER COMME UNE PERTE D'ÉVÉNEMENTS NON COMPENSÉE DUE AUX PETITS ANGLES DE CASSURE.

VI. Valeurs moyennes des variables inclusives x, p_T^2 et cos θ_{CM}

On définit la valeur moyenne de la variable x dont on connaît la section efficace différentielle $d\sigma/dx$ par :

$$\langle x \rangle = \frac{\int x (d\sigma/dx) dx}{\int (d\sigma/dx) dx}$$

D'une façon analogue, la valeur moyenne invariante de x sera:

$$\langle x \rangle_E = \frac{\int x (d\sigma/dx)_E \, dx}{\int (d\sigma/dx)_E \, dx}$$

où $d\sigma/dx$ et $(d\sigma/dx)E$ ont été déjà définies (§ 4).

On aura aussi

$$\langle p_T^2 \rangle = \frac{\int p_T^2 \, (d\sigma/dp_T^2) \, dp_T^2}{\int (d\sigma/dp_T^2) \, dp_T^2}$$

$$\langle p_T^2 \rangle_E = \frac{\int p_T^2 \, (d\sigma/dp_T^2)_E \, dp_T^2}{\int (d\sigma/dp_T^2)_E \, dp_T^2}$$

et

$$\langle \cos \theta_{CM} \rangle = \frac{\int \cos \theta_{CM} \, (d\sigma/d \cos \theta_{CM}) \, d \cos \theta_{CM}}{\int (d\sigma/d \cos \theta_{CM}) \, d \cos \theta_{CM}}$$

Les définitions précédentes s'appliquent aussi aux réactions inclusives d'une certaine topologie, caractérisée par le nombre de particules chargées produites.

6.1. *Résultats à 14.3 GeV/c*

Nous avons calculé les valeurs moyennes de x, p_T^2 et cos θ_{CM} pour l'analyse inclusive globale et par topologie. Les résultats obtenus sont montrés dans le Tableau 4.5.

a) La valeur moyenne de x est la même (dans les erreurs expérimentales) pour n = 2 et n = 4 mais augmente pour les 6-branches, en accord avec les distributions topologiques de x (fig.4.9)

b) Pour toutes les topologies, la moyenne de x est toujours positive : le Ξ^- est toujours,en moyenne, produit vers l'avant, dans le centre de masse de la réaction.

c) La valeur moyenne de p_T^2 est insensible à la topologie dans les limites des erreurs expérimentales.

d) En moyenne, les Ξ^-'s sont produits avec forte impulsion transverse ($\sim$ 590 MeV/c). Nous ferons plus loin une comparaison avec les autres hypérons étudiés dans les réactions K^-p à 14.3 GeV/c.

e) La valeur moyenne du cosinus de l'angle d'émission du Ξ^- dans le système du centre de masse de la réaction présente le même comportement que $\langle x \rangle$ par rapport à la multiplicité (on pouvait s'y attendre, étant donné l'uniformité de $\langle p_T^2 \rangle$ par rapport à la multiplicité). $\langle \cos \theta_{CM} \rangle$ est positif pour toutes les topologies.

TABLEAU 4.5

n.chargées	2	4	6	TOTAL
$\langle x \rangle$	0.116±0.053	0.119±0.037	0.164± 0.026	0.137±0.031
$\langle \cos \theta_{CM} \rangle$	0.220± 0.184	0.217±0.096	0.410±0.092	0.285±0.065
$\langle p_T^2 \rangle$ GeV^2	0.509±0.112	0.437±0.062	0.427±0.077	0.440±0.043
$\langle x \rangle_E$	0.138±0.097	0.150±0.056	0.187 ±0.099	0.163±0.049
$\langle p_T^2 \rangle_E$ GeV^2	0.542±0.112	0.464±0.062	0.460±0.086	0.469± 0.054

Valeurs moyennes des variables inclusives x, p_T^2 et $\cos \theta_{CM}$. Les définitions sont données dans le texte.

6.2. Comportement des valeurs moyennes des variables inclusives en fonction de l'énergie de la réaction

L'ensemble des données publiées jusqu'à maintenant sur ce sujet est extrêmement pauvre.

Pour comparer avec nos résultats, nous avons calculé $\langle \cos \theta_{CM} \rangle$ à partir de la figure correspondante à la distribution de cette variable dans les interactions $K^- p \to \Xi^- + X$ à 6.0 GeV/c [7] et aussi celui de $\langle x \rangle$ et de $\langle p_T^2 \rangle$ pour la production inclusive de Ξ^- à 10.0 GeV/c [40]. Il est clair que les valeurs recalculées par nous sont simplement indicatives et risquent d'être affectées d'une certaine erreur.

Les résultats sont donnés dans le tableau 4.6.

Valeurs moyennes de x, p_T^2 et $\cos \theta_{CM}$ (*) $K^- p \to \Xi^- + X$			
P_{lab} (GeV)	$\langle \cos \theta_{CM} \rangle$	$\langle x \rangle$	$\langle p_T^2 \rangle$ GeV^2
6.0	0.28	-	-
10.0	-	0.12 ± 0.03	0.35 ± 0.04
14.3	0.285±0.065	0.14 ± 0.03	0.44 ± 0.04

TABLEAU 4.6

(*) La valeur $\langle p_T^2 \rangle$ à 10 GeV a été calculée par nous selon l'expression $\langle p_T^2 \rangle \simeq \frac{4}{\pi} \langle p_T \rangle^2$ qui est valable tant que $d\sigma/dp_T^2$ a la forme analytique $ae^{-bp_T^2}$ et que le domaine $[p_{T\,max}, \infty[$ contribue d'une façon faible à la moyenne de $\langle p_T^2 \rangle$. Pour $\langle \cos \theta_{CM} \rangle$ la valeur indiquée a été obtenue à partir du calcul direct fait sur la base de la distribution pondérée de $\cos \theta_{CM}$ qui est publiée ; pour cela nous ne donnons pas l'erreur sur le résultat.

VII. Polarisation du Ξ^-

7.1. Méthode

Nous avons mesuré la polarisation des Ξ^- produits pour chaque topologie chargée de l'état final.

La méthode utilisée a été développée par Bangerter [19]. Elle a, en principe, l'avantage d'utiliser un estimateur de la polarisation non-biaisée par les pertes habituelles de dépouillement, pour autant que ces pertes soient bien décrites par la seule projection de l'événement sur le plan XOY.

Soient $\vec{K}^-$ et $\vec{\Xi}^-$ les vecteurs unitaires dans la direction des impulsions du K^- incident et du Ξ^- dans le système du laboratoire, $\vec{\Lambda}$ le vecteur unitaire selon la direction de l'impulsion du Λ de désintégration du Ξ^- dans le système où le Ξ^- est au repos.

La normale $\vec{n}$ au plan de production du Ξ^- sera

$$\vec{n} = \vec{K}^- \times \vec{\Xi}^- / |\vec{K}^- \times \vec{\Xi}^-|$$

Considérons l'angle θ défini par

$$\cos\theta = \vec{n} \cdot \vec{\Lambda} = (\vec{K}^- \times \vec{\Xi}^-) \cdot \vec{\Lambda}$$

Avec ces conventions, la distribution de $\cos\theta$ est directement liée à la polarisation du Ξ^- par

$$g(\cos\theta) = \frac{1}{2} (1 + \alpha P \cos\theta)$$

où $g(\cos\theta)$ est la densité de probabilité de $(\cos\theta)$, α est le paramètre d'asymétrie de la désintégration du Ξ et P l'intensité de sa polarisation.

La valeur de (αP) peut donc être estimée par la méthode des moments, puisqu'on a

$$\langle \cos\theta \rangle = \int_{-1}^{+1} \cos\theta \; g(\cos\theta) \; d(\cos\theta) = \frac{1}{3} (\alpha P)$$

Si la distribution expérimentale de $\cos\theta$ n'est pas biaisée, la moyenne des valeurs observées peut être utilisée comme estimateur de la moyenne de la variable aléatoire. On aura donc

$$(\hat{\alpha P}) = 3 \langle \cos\theta \rangle = 3 \cdot \frac{\sum_{n}^{n} \cos\theta_i}{n} \qquad (1)$$

(n = nombre d'événements observés).

Cet estimateur sera cependant biaisé, s'il y a des pertes corrélées avec la variable $\cos\theta$. Dans l'hypothèse énoncée plus haut, l'auteur de la réf. [19] a montré que l'égalité

$$\frac{\langle \cos\theta \rangle}{\langle \cos^2\theta \rangle} = \alpha P$$

est vraie indépendamment de la forme explicite de la fonction de pertes. De cette manière, l'estimateur

$$(\hat{\alpha P}) = \frac{\sum_{n}^{n} \cos\theta_i}{\sum_{n}^{n} \cos^2\theta_i} \qquad (2)$$

sera un estimateur non biaisé de la quantité (αP). Cette procédure a donc l'avantage de permettre l'utilisation de tous les événements observés (non-pondérés, et aussi sans coupure).

Nous préciserons toutefois que pour nos données, les valeurs de (αP) prédites par les deux estimateurs (1) et (2) sont pratiquement égales.

En ce qui concerne la variance de (αP), nous avons essayé d'utiliser l'estimateur employé par les mêmes auteurs

$$V(\alpha P) = \delta^2(\alpha P) = \frac{\sum^{n} \cos^2\theta_i \ (1 - \alpha P \cos \theta_i)^2}{(\sum^{n} \cos^2\theta_i)^2} \qquad (3)$$

Cependant, la comparaison des valeurs prédites par cet estimateur avec les écarts observés entre les valeurs mesurées pour deux lots expérimentaux indépendants de nos événements nous a montré que la variance prévue par (3) est inférieure au carré de l'écart quadratique moyen déterminée à partir de deux observations indépendantes. Nous avons donc remplacé l'erreur $\delta(\alpha P)$ prédite par (3) par l'écart quadratique moyen entre les deux valeurs de (αP) correspondantes à chacun des lots expérimentaux analysés, quand cet écart était supérieur à l'erreur estimée.

7.2. *Résultats*

Les résultats de cette analyse sont montrés dans le tableau 4.7 qui donne la polarisation moyenne.

TABLEAU 4.7

	POLARISATION DU Ξ^- $K^-p \to \Xi^- + X$ à 14.3 GeV/c , 743 événements			
n	2 branches	4 branches	6 branches	TOTAL
<P>	.04 ± .33	0.12 ± 0.22	0.62 ± 0.25	0.27 ± 0.16

$$\alpha_{\Xi} = -0.39 \pm 0.02 \left[4 \right]$$

La polarisation moyenne de tous les Ξ^- semble donc être légèrement positive bien que, compte tenu des imprécisions expérimentales, il ne soit pas possible d'écarter complétement l'hypothèse d'une polarisation globale nulle.

On voit que l'ensemble des Ξ^- produits dans les événements à 2 ou 4 branches présente une polarisation moyenne compatible avec zéro, ce qui ne semble plus être le cas aux multiplic élevées (n_c=6) où la polarisation des Ξ^- est significativement positive (2.5 écarts).

7.3. Comportement de la polarisation du Ξ^- en fonction de l'énergie de la réaction

Pour les polarisations correspondantes aux réactions inclusives topologiques, nous ne disposons pas de termes de comparaison à d'autres énergies.

En ce qui concerne la production inclusive de Ξ^-'s (toutes topologies sommées) on dispose simplement d'un point expérimental mesuré à 6.0 GeV/c [7] (Tableau 4.8).

TABLEAU 4.8

POLARISATION MOYENNE DES Ξ^- A 6 ET A 14.3 GeV/c $K^-p \to \Xi^- + X$		
$P_{lab}(K^-$ inc.) GeV/c	Polarisation moyenne du Ξ^-	Nb évts observés
6.0	-0.4 ± 0.2	249
14.3	$+0.27 \pm 0.16$	743

Ceci pourrait montrer une croissance de la polarisation du Ξ^- avec l'énergie de la réaction, mais il faudrait bien d'autres points expérimentaux pour confirmer cette hypothèse.

On peut remarquer que, à 6.0 GeV/c, l'analyse des états à différentes multiplicités semble montrer une augmentation de la polarisation du Ξ^- aux topologies élevées, en accord avec nos propres résultats expérimentaux à 14.3 GeV/c.

VIII. Analyse comparée de la production inclusive de Ξ^- et d'autres hypérons dans les interactions K^-p à 14.3 GeV/c

L'analyse inclusive de la production des hypérons suivants a été réalisée dans notre expérience : Λ [20] , Σ^+, Σ^- et Σ°[21] , $\bar{\Lambda}$ [22] $\Sigma^+(1385)$, $\Lambda(1405)$ et $\Lambda(1520)$ [23]

Il est donc possible de comparer les caractéristiques de production du Ξ^- avec celles de ces hypérons, à la même énergie.

Nous en avons résumé dans le Tableau 4.9 les principaux résultats : les sections efficaces inclusives totales et topologiques et les valeurs moyennes de n , x et p_T^2.

Nos conclusions sont les suivantes :

a) - De tous ces hypérons, le Ξ^- est le seul produit de préférence vers l'avant dans le c.m. de la collision.

b) - De tous ces hypérons, le Ξ^- est celui qui est produit à plus grand p_T moyen. Dans le cadre d'un modèle thermodynamique comme celui de Hagedorn [24]
la température de la région de collision d'où proviendrait le Ξ^- est de l'ordre de 175 MeV : les Ξ^- dépasseraient même les limites que Hagedorn a cru pouvoir imposer à l'Enfer, car $T(\Xi^-) > T_o \approx 160$ MeV !
A titre indicatif, les "températures" de production des autres hypérons, à 14.3 GeV : $T(\Lambda) = 153$ MeV, $T(\Sigma) = 138$ MeV (valeurs approximatives).

c) - Les Ξ^- sont produits en moyenne associés à des multiplicités élevées mais compatibles avec les Σ^+ et Σ^-.

	Λ	$\bar{\Lambda}$	Σ^+	Σ°	Σ^-	$\Sigma^+(1385)$	$\Sigma^-(1405)$	$\Lambda(1405)$	$\Lambda(1520)$	Ξ^-
σ μb	1900±200	26±5	910±60	620±180	490±30	355±40	240±40	150±40	340±60	127±9
σ_E μb	394±45		202±16	130± 40	99±6					26±3
σ_2 μb	883±15	17±1	203±35		73±7					14±2
σ_4 μb	1037±17	5±2	392±38		229±15					63±6
σ_6 μb	393±10	1±1	256±27		165±11					44±6
σ_8 μb	61±5	-	58±16		21±4					6±3
$\langle n_c \rangle$	3.46±.02		4.37±.12		4.55±.05					4.7±.2
$\langle x \rangle$	-.135±.005		-.229±.011	-.07±.07	-.075±.008					.137±.032
$\langle x \rangle_E$	-.183±.005	.04±.02	-.283±.012	-.08±.07	-.090±.009	-.32±.04	-.01±.01	-.39±.10	-.33±.08	.163±.049
$\langle p_T^2 \rangle$	.311±.003		.325±.013	.26±.06	.319±.010					.440±.043
$\langle p_T^2 \rangle_E$	.322±.004	0.23±.02	.327±.014	.26±.06	.333±.011					.469±.054

TABLEAU 4.9

Production inclusive d'hypérons dans les interactions $\bar{K}p \to Y + X$ à 14.3 GeV/c

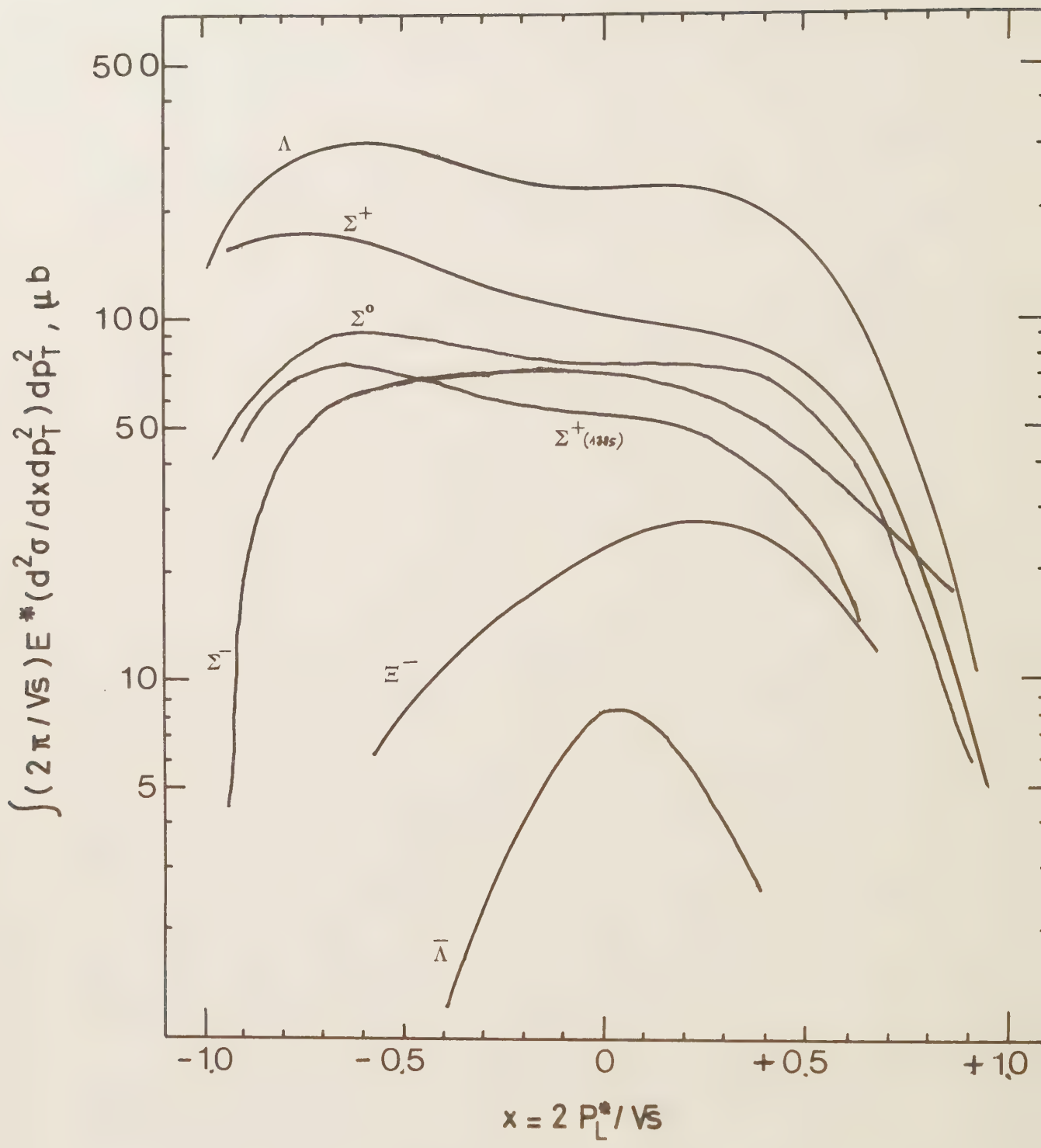


FIG.4.11.- DISTRIBUTIONS NON-INVARIANTES DE X POUR L'ENSEMBLE DES HYPÉRONS ÉTUDIÉS DANS LES INTERACTIONS K^-p À 14.3 GEV/C. COURBES APPROXIMATIVES TRACÉES ENTRE LES POINTS EXPÉRIMENTAUX

De même, nous montrons dans la figure (4.11) les distributions invariantes de x pour les hypérons Σ^+, Σ^-, Σ°, Λ, $\bar{\Lambda}$ et Ξ^- produits dans des réactions K^-p à 14.3 GeV/c.

La courbe correspondante au Ξ^- a une allure nettement distincte de celle des autres hypérons, avec plus d'événements à $x > 0$ que à $x < 0$.

9. Conclusions

L'étude inclusive de la production de Ξ^- dans les interactions K^-p à 14.3 GeV/c nous a fourni un grand nombre de résultats. Cependant, leur interprétation n'est pas toujours aisée, surtout à cause du petit nombre de données disponibles à d'autres énergies. Nous nous limitons, dans ces conclusions, à souligner l'interprétation à notre avis la plus probable de certains aspects de l'analyse antérieure.

a) La section efficace inclusive de production de Ξ^- semble rester presque constante entre 4.25 et 14.2 GeV/c d'impulsion du K^- incident. Cela est dû certainement au jeu de deux mécanismes d'effets opposés : d'une part, la chute rapide des sections efficaces des réactions à deux ou quasi-deux corps avec l'augmentation de l'impulsion du faisceau, car il s'agit de processus dominés par l'échange d'un baryon étrange ; d'autre part, l'accroissement des impulsions du faisceau rend possible les réactions à multiplicité élevée. Le fait que la section efficace inclusive de production de Ξ^- reste presque constante ou diminue légèrement entre 4.2 et 14.3 GeV/c nous montre que ces deux mécanismes s'équilibrent mutuellement dans cet intervalle d'impulsions.

b) La production des Ξ^- est inséparable, à notre énergie, de celle des résonances Ξ^* dont la désintégration comporte un Ξ^-. Anticipant sur les résultats concernant les résonances Ξ^* dans notre expérience qui seront discutés dans les chapitres VI et VII, nous pouvons affirmer que presque la moitié des Ξ^- produits à 14.3 GeV/c sont le résultat de la désintégration de résonances Ξ^* ; le $\Xi^\circ(1530)$, par exemple, qui est le Ξ^* le plus abondemment produit, est responsable d'environ 18% de la section efficace inclusive de production de Ξ^-.

Cette abondance dans la production de résonances qui comptent un Ξ^- dans leurs produits de désintégration explique certainement, pour une bonne partie, la complexité des phénomènes de production de cet hypéron.

c) Par rapport à la production d'autres hypérons, le trait spécifique le plus clair qui ressort de l'analyse de la production inclusive du Ξ^- est le fait qu'il soit produit en moyenne vers l'avant dans le centre de masse de la collision K^-p ($x > 0$). A des énergies plus basses, où les processus à deux corps ou quasi deux corps sont dominants, ce fait a aussi été observé ; on l'interprète couramment en faisant remarquer que la production du Ξ^- au vertex du proton exigerait un échange exotique. A notre énergie, bien que les réactions à deux corps ou quasi deux-corps ne représentent qu'une petite fraction de la section efficace totale de production de Ξ^-, le fait qu'on ait, en moyenne, $x > 0$ paraît montrer qu'un mécanisme semblable à celui des deux corps est présent. Qualitativement, ceci peut se comprendre aussi à partir du comportement topologique des distributions de x, qui montrent une tendance plus forte à la production de Ξ^- avec $x > 0$ dans les canaux de haute multiplicité. Cela signifirait que l'échange baryonique dans la chaîne multipériphérique se trouverait favorisé à l'échange mésonique en accord avec la distribution globale de x. A une énergie

donnée, l'augmentation de la multiplicité correspond à une diminution de l'énergie associée à chaque intervalle dans la chaîne ; les échanges baryoniques sont ainsi rendus plus probables, ce qui expliquerait le comportement de la distribution de x avec la multiplicité.

C H A P I T R E V

PRODUCTION DE RESONANCES BARYONIQUES Ξ^* DANS LES INTERACTIONS K^-p A 14.3 GeV/c

-:-:-:-

I. Introduction

Nous présentons dans ce chapitre les aspects fondamentaux d'une recherche exhaustive d'états résonnants avec S = -2 (Ξ^*) dans les interactions K^-p à 14.3 GeV/c.

Cette analyse a été considérée, dès la proposition de l'expérience, comme une voie de recherche importante à exploiter ; en effet, la recherche de résonances Ξ^*, bien qu'extrêmement difficile à haute énergie, était possible ici à cause de la grande statistique dont nous disposions. Nous essaierons de résumer brièvement les problèmes de base d'une telle recherche à haute et à basse énergie.

Le problème fondamental vient de l'impossibilité de produire les baryons d'étrangeté -2 en expériences de formation ; ceci implique une recherche, en expériences de production, dans les spectres de masse effective, et une impossibilité quasi totale de mesurer le spin-parité des états trouvés, à moins de disposer d'énormes statistiques auxquelles des méthodes basées sur l'analyse de moments des

distributions angulaires de désintégration des résonances soient applicables avec des résultats. La situation expérimentale des résonances Ξ^* est aujourd'hui caractérisée par la connaissance des masses et largeurs de quelques états dont l'existence est pratiquement prouvée, par des indications assez contradictoires d'autres résonances, et par l'absence presque totale de mesures de spin-parité et de rapports de branchement de modes de désintégration . Dans la plupart des cas c'est la confiance en SU(3) qui permet de suggérer, sur la base des masses et largeurs mesurées, et de quelques rapports de branchement, le multiplet auquel devrait appartenir telle ou telle résonance.

Les expériences à basse énergie (disons pour concrétiser, jusqu'à 5 GeV/c d'impulsion du faisceau) produisent des Ξ^* dans des états de petites multiplicités ; elles peuvent donc disposer, en général, de réactions avec ajustement cinématique, pour la plupart des quasi-deux corps dans l'état final. Ce sont les meilleures conditions pour la mesure de l'isospin et des rapports de branchement des résonances ; s'agissant d'événements contraints cinématiquement, la résolution expérimentale est d'habitude assez bonne et les masses et les largeurs des résonances peuvent se mesurer avec précision. En plus, l'analyse des réactions à quasi-deux corps est très riche en ce qui concerne l'étude des mécanismes de production.

En revanche, l'espace de phase disponible à basse énergie est limité ; dans ces expériences, la recherche de résonances de masses élevées est impossible. D'autre part, la section efficace des réactions à quasi-deux corps décroît vite avec l'accroissement de l'impulsion du faisceau incident. A moins de combiner plusieurs états finals, les expériences à basse énergie sont normalement bien placées pour l'étude de quelques résonances particulières, mais non pour l'exploitation d'un spectre étendu.

Pour les expériences à des énergies plus élevées, l'utilisation des seuls canaux "exclusifs" (avec ajustement cinématique) empêcherait toute recherche de Ξ^* ; ceux-ci sont produits à des multiplicités élevées et, en moyenne avec plusieurs particules neutres ; l'utilisation de certains événements "no-fit" est donc indispensable.

D'autre part, le nombre de réactions ouvertes à haute énergie où une résonance Ξ^* peut être produite est élevé, mais le nombre d'événements par réaction assez faible : il faut donc additionner plusieurs états finals pour obtenir des statistiques suffisantes. La détermination des caractéristiques des résonances trouvées est donc plus imprécise qu'à basse énergie.

Par contre, on peut balayer une zone de masse plus élevée, et réussir à identifier de nouvelles résonances plus lourdes, si on dispose d'expériences à statistique élevée.

Jusqu'à présent, deux expériences à statistique élevée (> 20 ev/μb) ont publié des résultats sur la production de résonances Ξ^* :

. la collaboration B.M.S.T. (Brandeis-Maryland-Syracuse-Tufts) dans les interactions K^-p à 2.9 GeV/c, avec 30 ev/μb [25].

. la collaboration A.C.N.O. (Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford) dans les interactions K^-p à 4.2 GeV/c avec 80 ev/μb actuellement et qui vient de publier des résultats préliminaires[26,27].

L'analyse que nous présentons ici correspondante aux interactions K^-p à 14.3 GeV/c, avec 35 ev/μb, est donc dans le groupe d'expériences faites jusqu'à présent, à haute statistique. Elle peut explorer, par ailleurs, une zone de masse de résonances Ξ^* plus élevée que les autres.

Dans ce chapitre, nous commencerons par étudier la production de résonances Ξ^{*} dont la désintégration comporte un Ξ^{-} : états finals $\Xi^{-}\pi^{+}$, $\Xi^{\circ}(1530)\pi^{-}$ et $\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$. Nous présenterons ensuite l'analyse des états finals où un système $\Lambda\bar{K}$ ou $\Sigma\bar{K}$ est produit.

Dans la présentation des données expérimentales, nous ne mélangeons pas des états finals différents : en effet, il ne nous semble pas du tout clair, dans la plupart des cas, que l'on puisse légitimement attribuer à la même résonance les signaux trouvés en $\Xi^{-}\pi^{+}$ et en $Y\bar{K}$ par exemple; ces possibilités seront donc discutées à part, dans les conclusions du chapitre, où nous comparerons les résultats expérimentaux à la situation actuelle de la classification des particules, en particulier avec le modèle de SU(3).

De nouvelles résonances Ξ^{*} sont proposées. La discussion de ces états par rapport aux expériences antérieures et aux prévisions de SU(3) est faite dans les conclusions de ce chapitre et dans le chapitre suivant.

2. Résonances dans l'état final $\Xi^-\pi^+$

2.1. Caractéristiques du lot expérimental

Nous avons utilisé pour l'étude de la production de résonances dans l'état $\Xi^-\pi^+$ tous les Ξ^- signés (i.e., dont la désintégration du Λ est visible), sans aucune coupure géométrique ou cinématique.

Nous avons été amenés à distinguer, au cours de l'analyse, les événements pour lesquels nous disposions d'une hypothèse cinématique acceptée par le programme GRIND, compatible avec l'ionisation des traces des particules chargées -événements 4C-ou 1C -fit- et les événements pour lesquels aucune hypothèse n'avait été jugée acceptable par GRIND ou par le contrôle de l'ionisation des traces.

Cependant, il nous est impossible de mener l'étude de la production de résonances d'étrangeté -2 utilisant les seuls Ξ^- 4C-ou 1C-fits, car ils ne représentent qu'environ le quart de la statistique globale.

Nous avons donc utilisé tous les événements (4C, 1C fits ou "no-fits") du type Ξ^- signé, mais nous montrerons aussi, à chaque fois, les distributions de masse effective pour les événements "fits" et pour l'ensemble des événements. Nous ne croyons pas, d'ailleurs, que l'utilisation d'événements non contraints cinématiquement puisse introduire un biais expérimental quelconque : en réalité, c'est la résolution expérimentale qui se trouve diminuée, sans autre conséquence. Les signaux significatifs sont trouvés systématiquement dans les deux lots expérimentaux.

Nous avons décidé, après plusieurs tentatives, de ne pas utiliser les événements où le Ξ^- est produit sans que la désintégration du Λ soit visible (Ξ^- non signés), car les problèmes dûs à la contamination de Σ^-, d'une part, et à la résolution de l'ambiguïté avant/arrière dans la détermination de l'impulsion du Ξ^- risquaient de rendre les résultats finals peu fiables.

La statistique dont nous disposons pour l'étude de l'état final $\Xi^-\pi^+$ est la plus élevée qui ait été jamais utilisée dans l'analyse du problème, en ce qui concerne les impulsions plus élevées que 5 GeV/c. Par exemple dans les interactions K^-p, l'expérience à énergie plus proche de la nôtre (10 GeV/c) ne disposait guère que de 111 événements -à peine 15% de la statistique que nous analysons ici (743 événements).

2.2. *L'ambiguïté K/π*

L'ambiguïté π/K est un problème important que pose l'utilisation d'événements non contraints cinématiquement au vertex principal. Dans le cas des événements no-fit, nous avons simplement attribué la masse du π^+ à toute particule positive, et nous avons ensuite controlé si les structures apparentes en $\Xi^-\pi^+$ ne proviendraient pas de réflexions du canal S = -1 (Ξ^-K^+). Jamais nous n'avons trouvé d'évidences pour la production d'états excités d'étrangeté -1 se désintégrant en Ξ^-K^+ ; nous concluons donc que l'introduction de K^+ dans notre lot contribue d'une manière continue à la formation du fond et n'y introduit pas de structures anormales.

2.3. *Résultats expérimentaux pour les événements contraints cinématiquement*

Les distributions de masse effective du système $\Xi^-\pi^+$ sont montrées dans la fig. 5.1 pour les événements 4C ou 1C fit(*).

(*) *Dans toutes les distributions de masse effective, nous avons utilisé les valeurs suivantes pour la masse des particules :*

Ξ^- : 1320.8 MeV
π^-, π^+ : 139.6 MeV

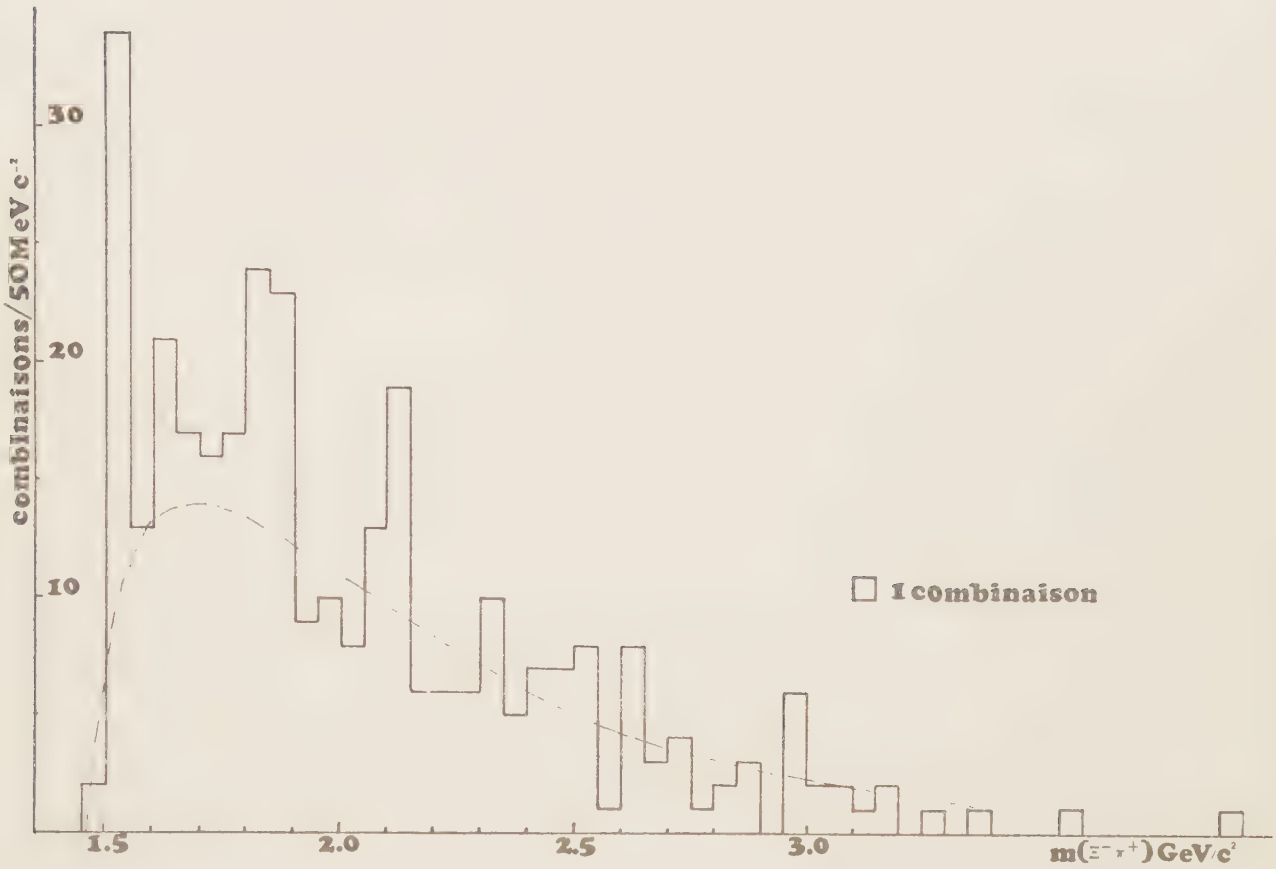


FIG.5.1.- MASSE EFFECTIVE $\Xi^-\pi^+$ POUR LES 177 ÉVÉNEMENTS AVEC AJUSTEMENT CINÉMATIQUE (4C ET 1C FITS). LA COURBE REPRÉSENTE L'ESTIMATION DE L'ESPACE DE PHASE DÉCRITE DANS LE TEXTE, NORMALISÉ AU NOMBRE D'ÉVÉNEMENTS DONT LA MASSE EFFECTIVE $\Xi^-\pi^+$ EST PLUS GRANDE QUE 2600 MEV.

Nous voyons apparaître clairement sur la fig. 5.1 trois pics significatifs :

a) dans la région 1500-1550 MeV le pic correspondant à la résonance $\Xi(1530)$, bien connue.

b) dans la région 1800-1900 MeV une structure large, contenant entre 20 et 25 combinaisons $\Xi^-\pi^+$ sur un total de 47, correspondant donc à un écart statistique de 2.9 à 3.6 déviations standard.

c) autour de 2100 MeV, un pic contenant entre 14 et 17 combinaisons sur un total de 32, correspondant donc à un écart de 2.5 à 3.0 déviations standard.

En plus de ces trois structures statistiquement significatives, nous remarquons aussi l'existence d'un effet faible, difficile à apprécier sans la connaissance exacte du fond non-résonnant, situé entre 1600 et 1650 MeV ou 1700 MeV. Cet effet pourrait être dû à un $\Xi(1630)$ dont l'existence n'est pas prouvée mais dont quelques expérimentateurs ont remarqué la présence (faible) dans leurs données.

2.4. *Discussion. Estimation du fond non-résonant*

Pour mieux apprécier la signification des structures que nous venons d'observer, il est important de connaître la forme du fond non- résonnant.

En ce qui concerne les événements "fit" nous avons calculé l'espace de phase correspondant à l'ensemble des réactions représentées dans notre échantillon, dans l'hypothèse la plus simple où aucune résonance n'est produite. La courbe obtenue, et qui est représentée sur la fig. 5.1 est le résultat de la somme des courbes prévues par une production selon l'espace de phase de chaque réaction, où chaque terme a été pondéré par le nombre d'événements trouvés dans

la réaction correspondante (*) .

Nous avons estimé la normalisation du fond ainsi obtenu par détermination de l'égalité du nombre d'événements trouvés et prévus par l'espace de phase au-dessus de 2600 MeV : il est cependant clair que cette normalisation est à caractère purement indicatif, étant donné le petit nombre d'événements dont nous disposons dans les régions plus élevées du spectre où la production de résonances est probablement faible.

D'autre part, la complexité des effets dont le fond est le résultat peut être si grande qu'il est hors de question de prétendre identifier sa forme avec celle prévue par un peuplement uniforme de l'espace de phase de la réaction supposée sans résonance . La courbe obtenue par l'espace de phase n'est donc rien d'autre qu'une première tentative d'estimer la forme du fond expérimental.

Il s'avère que, dans le cas des événements de la fig.5.1 , cette forme prévue par l'espace de phase semble accompagner raisonnablement tout le spectre des masses effectives $\Xi^-\pi^+$ en dehors des trois zones résonnantes identifiées plus haut. Nous l'admettrons donc comme représentative du fond non-résonnant et nous calculerons la signification statistique des structures résonnantes observées sous cette hypothèse.

Nous avons essayé aussi de simuler le fond non-résonnant du canal $\Xi^-\pi^+$ avec la forme de la distribution de masse effective du système $\Xi^-\pi^-$, pour les mêmes événements. Cependant, la petite statistique disponible rend cette méthode imprécise.

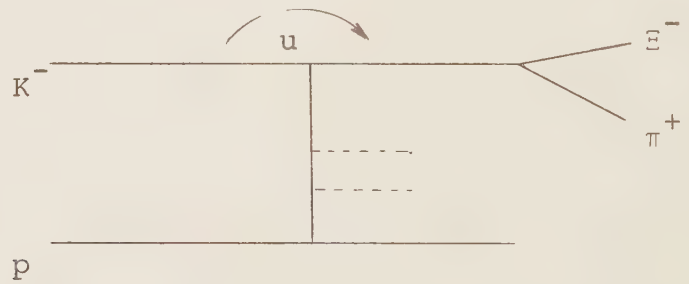
(*) *L'espace de phase a été généré -de façon relativiste- par le programme du CERN, FOWL.*

Nous avons essayé de réduire l'intensité du fond non-résonnant sous les structures visibles à 1850 et à 2100 MeV, par enlèvement de la distribution de tous les événements dont au moins une combinaison $\Xi^-\pi^+$ tombait dans la zone correspondante à la production abondante du $\Xi^\circ(1530)$.

Cette méthode n'a eu pour effet que de réduire uniformément tout le spectre, ce qui montre, d'ailleurs, que les structures résonnantes à 1850 et à 2150 MeV ne sont pas le résultat d'une réflexion associée à la production du $\Xi(1530)$.

La possibilité de réflexion d'autres structures sur le spectre $\Xi^-\pi^+$ a été étudiée sans que la signification des structures résonnantes observées ait été mise en doute.

Enfin, nous avons essayé d'augmenter la signification statistique des structures observées par limitation des états finals à ceux produits à petit transfert d'impulsion u, entre le K^- incident et le système $\Xi^-\pi^+$; cependant,



aucune des structures en question ne semble associée de façon particulièrement significative, à un domaine déterminé de la variable u et, au moins dans les limitations statistiques de l'analyse, une coupure en transfert d'impulsion n'aurait pas de sens.

2.5. Détermination de la masse et largeur des résonances observées

1) Méthode

L'existence de structures résonnantes dans le canal $\Xi^-\pi^+$ étant démontrée, nous avons cherché à déterminer d'une façon plus précise ses caractéristiques.

Ceci n'est possible, cependant, qu'avec une forte augmentation du nombre d'événements disponibles, par l'utilisation des événements non contraints cinématiquement (événements "no fit"), au prix d'une diminution de la résolution expérimentale.

Le spectre de masse effective des systèmes $\Xi^-\pi^+$ pour l'ensemble des 743 événements disponibles (fits + no-fits) est montré dans la figure 5.2 .

On voit que, avec l'augmentation de la statistique, les structures résonnantes apparaîssent aux mêmes masses et deviennent plus significatives.

Nous avons mesuré les masses et les largeurs des résonances présentes dans cette dernière distribution de masse effective par ajustement au spectre expérimental de la superposition additive d'un fond et de plusieurs formes de Breit-Wigner relativistes.

Nous avons essayé deux types de paramétrisation du fond non-résonnant (M représente la masse effective du système $\Xi^-\pi^+$ et BG(M) la distribution du fond) :

$$(1) \qquad BG(M) = B.(M - M_1)^{\alpha} \sum_{i=0}^{i=3} A_i M^i$$

où B, α, A_i sont des paramètres libres et M_1 représente le seuil de la masse effective $\Xi^-\pi^+$.

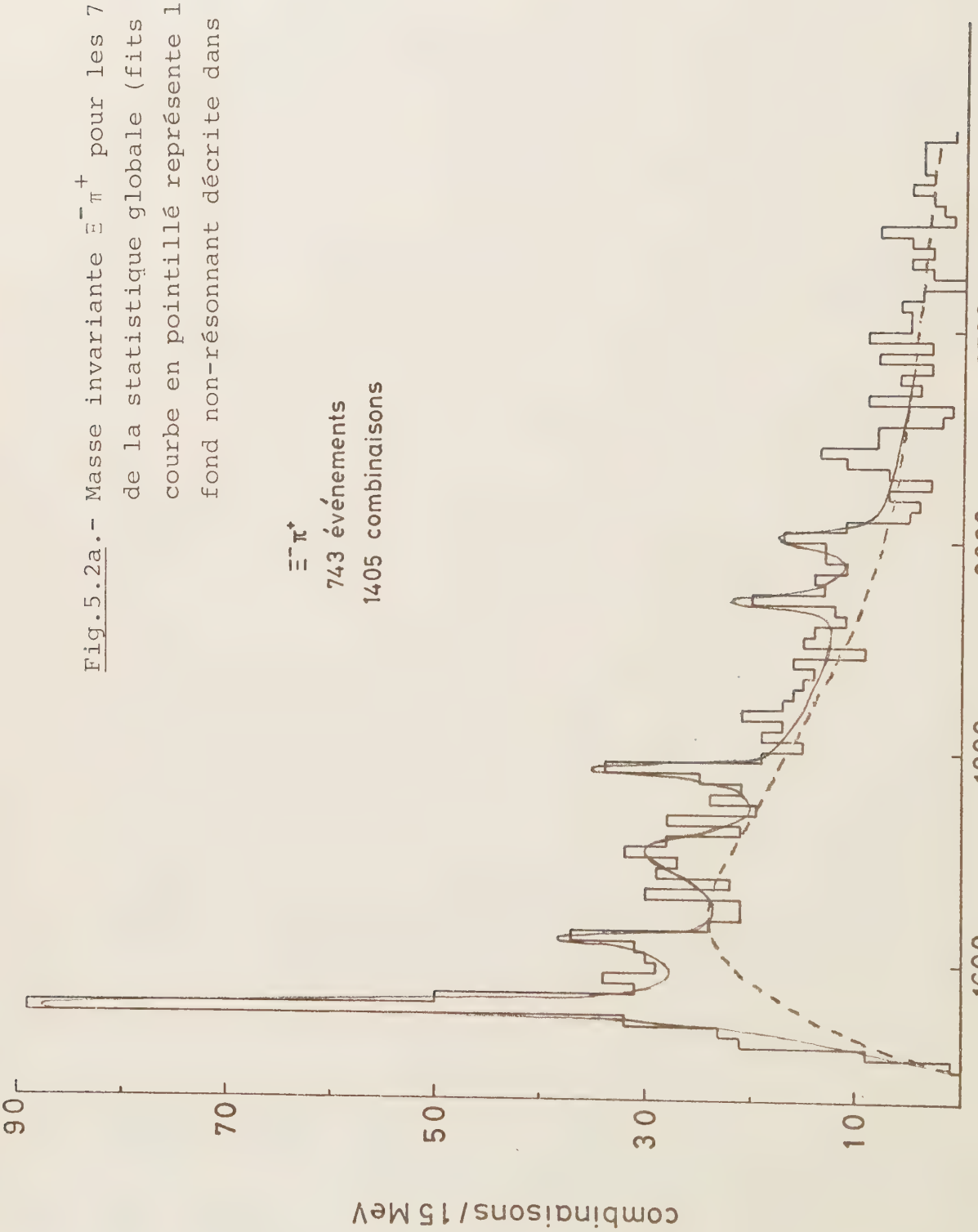


Fig.5.2a.- Masse invariante $\Xi^-\pi^+$ pour les 743 événements de la statistique globale (fits + no-fits). La courbe en pointillé représente l'estimation du fond non-résonnant décrite dans le texte.

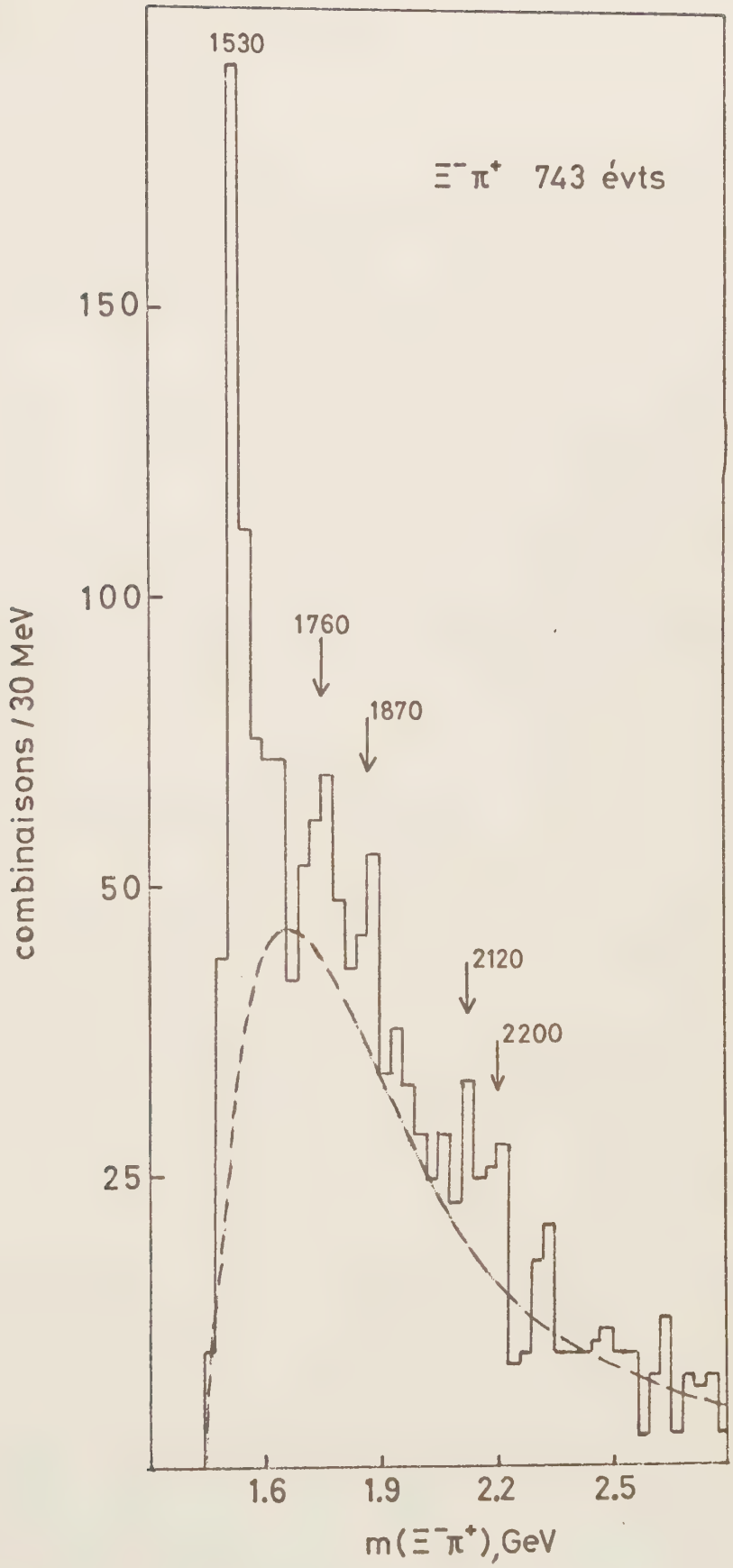


FIG.5.2B.- MASSE INVARIANTE $\Xi^-\pi^+$ POUR LES 743 ÉVÉNEMENTS DE LA STATISTIQUE GLOBALE, PAR INTERVALES DE 30 MeV. LA COURBE EN POINTILLÉ EST LA MÊME QUE CELLE DE LA FIG. 5.2A.

et

$$(2) \qquad BG(M) = B \quad (M - M_1)^{\alpha} \; (M - C)^{-\beta}$$

où B, α, C et β sont des paramètres libres, et M_1 a la même signification qu'auparavant.

Il est intéressant de constater que la forme particulièrement simple (2) reproduit très bien des résultats expérimentaux.

La forme de la distribution de masse effective correspondante aux résonances utilisées a été la forme relativiste

$$\frac{dN}{dM} = R(M) = A \cdot \frac{M\Gamma}{(M^2-M_o^2)^2 + M_o^2/\Gamma^2} \qquad (3)$$

qui se déduit de [28] :

$$\frac{d\sigma}{dM^2} = \sigma_R \; \pi^{-1} \cdot \frac{M_o\Gamma}{(M^2-M_o^2)^2 + M_o^2 \; \Gamma^2}$$

par :

$$\frac{d\sigma}{dM} = 2M \; \frac{d\sigma}{dM^2} \qquad \text{et} \qquad \frac{dN}{dM} \sim \frac{d\sigma}{dM}$$

(cette dernière proportionnalité n'est d'ailleurs vraie que si la probabilité de perte de l'événement n'est pas fortement corrélée à la masse effective du système $\Xi^-\pi^+$; sauf en ce qui concerne les sections efficaces de production des résonances, et nous y reviendrons, cette condition peut se limiter à l'hypothèse que la probabilité de visibilité de l'événement ne varie pas de façon significative sous les

régions résonnantes)

La largeur Γ qui intervient dans la formule (3) est elle-même une fonction de M qui, en première approximation, peut s'écrire

$$\Gamma(M) = \Gamma_o \left(\frac{q}{q_o} \right)^{2l+1} . (f(M) / f(M_o)) \qquad (4)$$

où $f(M)$ est une fonction variant lentement avec M,

q est l'impulsion des deux particules de désintégration dans le référentiel propre de la résonance

q_o est la valeur de q pour $M = M_o$

l est le moment angulaire de l'onde de désintégration

et Γ_o est la largeur propre de la résonance.

Nous avons utilisé l'expression (4) avec $f(M) = 1 = f(M_o)$, et nous avons comparé les résultats avec ceux qu'on obtient par l'utilisation d'une "largeur" constante :

$$\Gamma(M) = \Gamma_o \qquad (5)$$

Pour nos données, la variation des résultats est négligeable.

L'utilisation de la formule (4) exige des hypothèses sur le spin des résonances produites. Nous l'avons donc testé avec le $\Xi(1530)$: $3/2^+ \to 1/2^+ \; 0^-$, $l = 1$.

L'ajustement a été fait par la méthode de minimisation de χ^2. En fait, nous ajustons globalement à la distribution expérimentale la fonction

$$(6) \qquad F(I) = \int_{\Delta I} \Big[BG(...,M) + BW_1(...,M) + BW_2(...,M) + BW_3(...,M) \Big] \, dM \qquad ; \; I = 1,...,NBINS$$

(Δ_I représente le domaine d'intégration, i.e., l'intervale de masse d'indice I

N(I) = nombre d'év. dans l'intervale I)

Les intégrales (6) ont été calculées par la méthode approximative de Simpson.

2) *Résultats expérimentaux*

a) Région de masse jusqu'à 2000 MeV

Nous tabulons ici la totalité des effets visibles dans le spectre de masse effective $\Xi^-\pi^+$ jusqu'à 2000 MeV ; leur interprétation dépend, en partie, de la forme et de l'intensité du fond non-résonnant.

Dans l'hypothèse d'un fond non-résonnant donné par le spectre $\Xi^-\pi^-$ régularisé, normalisé au même nombre de combinaisons $\Xi^-\pi^-$ et $\Xi^-\pi^+$ entre 2200 MeV et 3200 MeV, les résultats obtenus par l'ajustement de χ^2 sont les suivants :

M(MeV)	Γ (MeV)	N.évts.
1534 ± 2	16 ± 2	138 ± 14
1758 ± 12	40 ± 20	42 ± 15
1874 ± 4	17 ± 4	28 ± 10
χ^2=31; ND=27 (Probabilité ≃ 30%)		

TABLEAU 5.1a

Une bosse de configuration imprécise apparaît autour de 1630 MeV ; sa signification statistique dépend fortement de la normalisation du fond. L'ajustement de ses paramètres (dans l'hypothèse d'une résonance) donne M = 1632±4, Γ<30 MeV (largeur difficile à évaluer à cause de sa forme).

b) Région de masse supérieure à 2000 MeV

On peut voir dans la figure 5.2 deux structures dans le spectre de masse $\Xi^-\pi^+$, une autour de 2120 MeV et l'autre autour de 2220 MeV. Nous avons essayé deux ajustements dans l'hypothèse d'une seule ou de deux résonances. Les résultats pour les masses et largeurs de ces structures sont

les suivants :

1er ajustement :	M = 2132 ± 17	Γ = 78 ± 27	MeV
2ème ajustement :	M = 2119 ± 5	Γ = 24 ± 22	MeV
	M = 2203 ± 5	Γ < 20	MeV

TABLEAU 5.1b

Dans l'hypothèse d'une seule résonance, le nombre d'événements serait, approximativement :

(2110 - 2230 MeV) : nev = 42 ± 11 (3.8 d.s.)

Dans le cas de deux résonances, nous aurions :

(2095 - 2155 MeV) : nev = 22 ± 8 (2.7 d.s.)

(2155 - 2230 MeV) : nev = 24 ± 8 (3.0 d.s.)

III. Résonances dans l'état final $\Xi^-\pi^+\pi^-$ ou $\Xi^0(1530)\pi^-$

3.1. $\Xi^-\pi^+\pi^-$

Le lot expérimental analysé est le même que celui déjà utilisé pour l'état final $\Xi^-\pi^+$.

Nous avons donc ici 743 événements avec Ξ^- signé, dont la plupart sont des événements sans ajustement cinématique (événements no-fit). Dans les événements no-fit toutes les particules chargées ont été considérées, pour les besoins de la présente analyse, comme des pions ; on a vu précédemment que ceci n'introduisait aucune structure anormale dans le fond non-résonnant.

A nouveau nous avons commencé par chercher la production de structures résonnantes dans les seuls événements contraints cinématiquement. La distribution de masse effective $\Xi^-\pi^+\pi^-$ pour les 177 événements 4C ou 1C-fits est montrée dans la fig. 5.3 où on voit que la statistique disponible ici est trop pauvre pour donner des conclusions. Nous passerons donc à l'ensemble des événements, fits et no-fits. La distribution de masse effective $\Xi^-\pi^+\pi^-$ pour cet ensemble des événements est montrée dans la fig. 5.4.

Nous avons essayé d'ajuster cette distribution à la superposition additive d'un fond de type

$$BG(M) = a(M - M_1)^{\alpha} \cdot (M - b)^{\beta}$$

et de deux, ou de trois résonances

$$R(M) = A. \frac{M\Gamma_o}{(M^2 - M_o^2)^2 + M_o^2\,\Gamma_o^2}$$

où M est la masse effective du système $\Xi^-\pi^+\pi^-$; les détails concernant ce type d'ajustement, la forme des Breit-Wigner utilisées, etc ont déjà été décrits au point 2. de ce chapitre et restent valables ici.

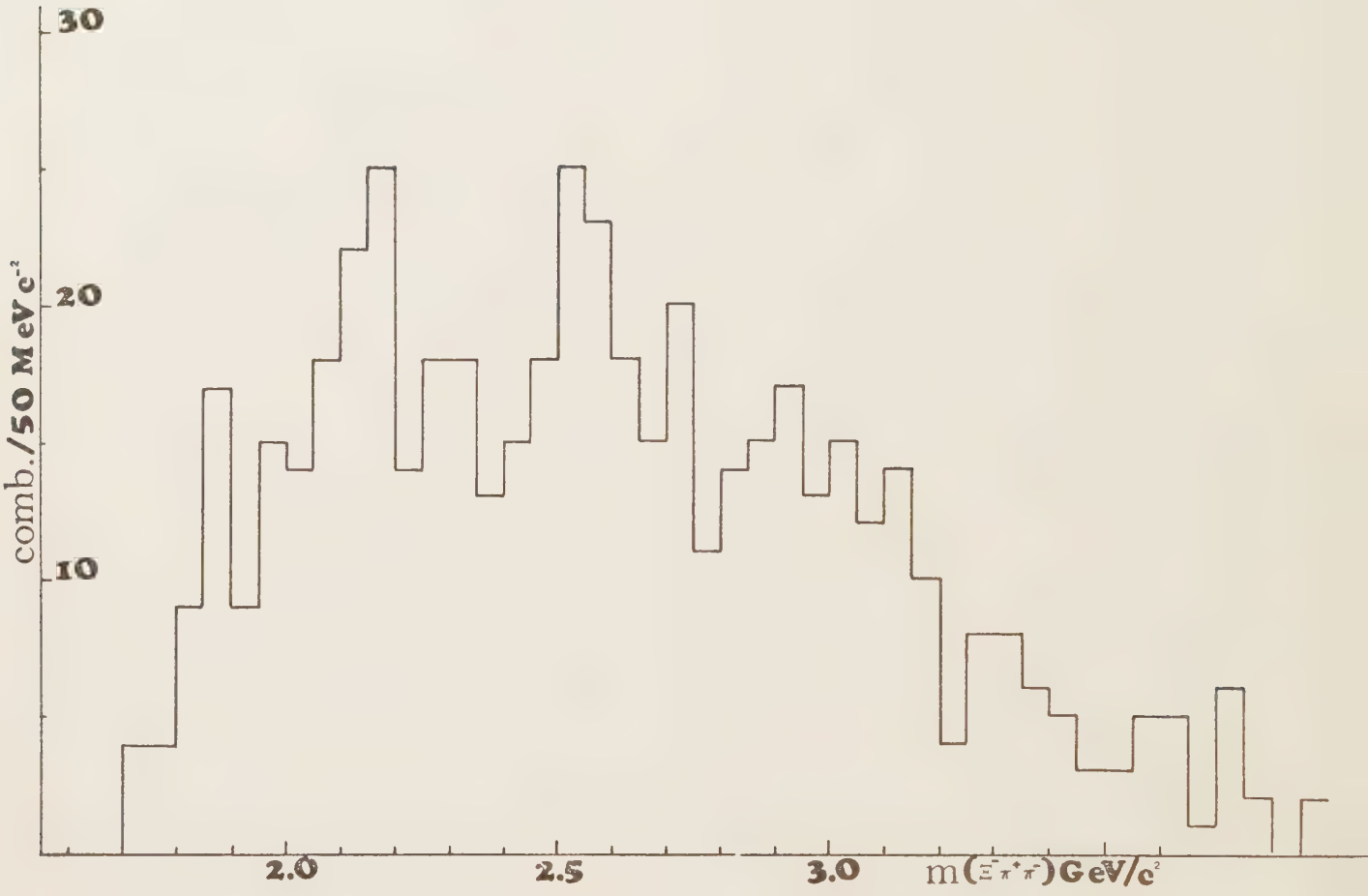


FIG.5.3.- DISTRIBUTION DE MASSE EFFECTIVE DES SYSTÈMES $\Xi^-\pi^+\pi^-$ POUR LES 177 ÉVÉNEMENTS 4C ET 1C FIT.

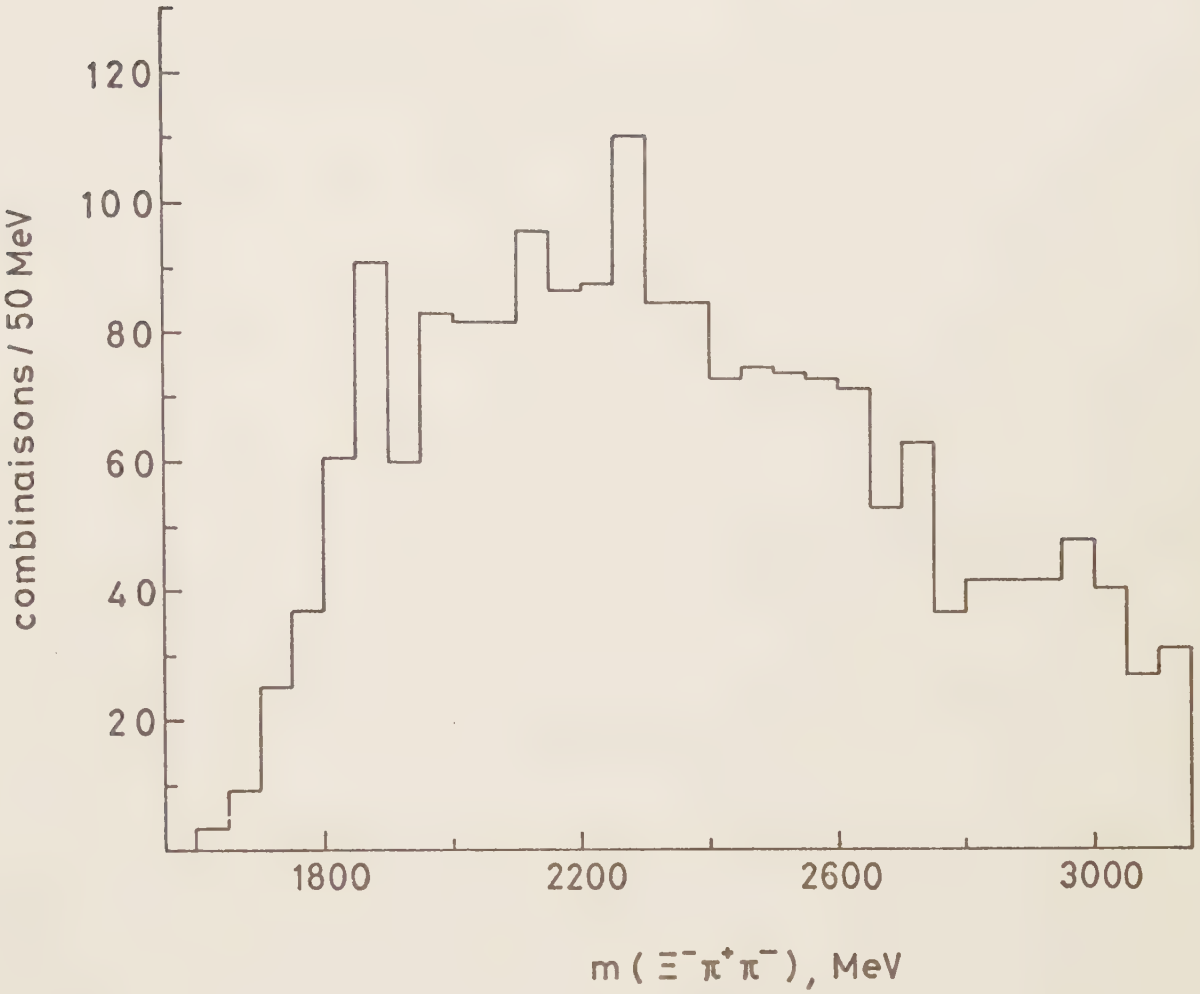


FIG.5.4.- DISTRIBUTION DE LA MASSE EFFECTIVE DES COMBINAISONS $\Xi^-\pi^+\pi^-$ POUR L'ENSEMBLE DES 743 ÉVÉNEMENTS (FITS ET NO-FITS).

Les résultats de ces deux ajustements sont donnés dans le tableau 5.2.

ETAT FINAL $\Xi\pi\pi$ 743 événements ; 2109 combinaisons					
	$M \pm \Delta M / \Gamma \pm \Delta\Gamma$ (MeV/c^2)			χ^2	
Fond + 2 Résonances	1853 ± 3		2278 ± 15	26.3	2
	< 20		59 ± 13		
Fond + 3 Résonances	1857 ± 3	2135 ± 61	2280 ± 17	26.8	2
	< 20	139 ± 59	90 ± 10		

TABLEAU 5.2

La largeur de la structure à ∿ 1850 MeV est très mal déterminée à cause de sa sensibilité à la pente raide du fond dans sa région de masse, et au petit nombre d'événements qu'elle contient.

Le nombre d'événements de chacune de ces résonances dépend de l'ajustement adopté. Approximativement, nous avons :

(1850 - 1900) : 37 ± 10 événements

(2250 - 2300) : 29 ± 10 événements

L'effet à 2130 MeV possède une signification statistique trop petite (14 ± 10 év., 1.5 d.s.) ; nous l'avons noté parce qu'il apparaît à la même masse dans d'autres états finals.

3.2. $\Xi^{\circ}(1530)\pi^{-}$

Une partie des événements qui contribuent au spectre de masse effective $\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$ de la fig.5.4 sont liés à la production assez abondante du $\Xi^{\circ}(1530)$ suivie de sa désintégration en $\Xi^{-}\pi^{+}$

$$K^{-}p \rightarrow \Xi^{\circ}(1530)\ \pi^{-} + \ldots$$
$$\hookrightarrow \Xi^{-}\pi^{+}$$

L'étude séparée de cet état final peut donc nous permettre la purification de l'ensemble des combinaisons $\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$ et la recherche de résonances Ξ qui se désintègrent en $\Xi(1530)\pi$.

Nous avons sélectionné, de toutes les combinaisons $\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$, celles pour lesquelles le système $\Xi^{-}\pi^{+}$ vérifie la condition

$$1500 < m(\Xi^{-}\pi^{+}) < 1550 \text{ MeV}$$

c'est-à-dire, est compatible avec la désintégration $\Xi^{\circ}(1530)$. Les combinaisons $\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$ sélectionnées sont donc, en fait, des combinaisons de masse effective $\Xi^{\circ}(1530)\pi^{-}$ auxquelles s'ajoute une fraction de combinaisons $\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$ ($\Xi^{-}\pi^{+}$non-résonnants = fond dans la région du $\Xi(1530)$). La distribution de masse effective ainsi obtenue est montrée dans la fig. 5.5 .

On y voit un pic très net centré vers 1850 MeV, et d'autres structures plus imprécises dans les régions de masse plus élevées.

Un ajustement de la distribution à la superposition additive d'un fond et de 2 résonances a donné les résultats montrés dans le tableau 5.3.

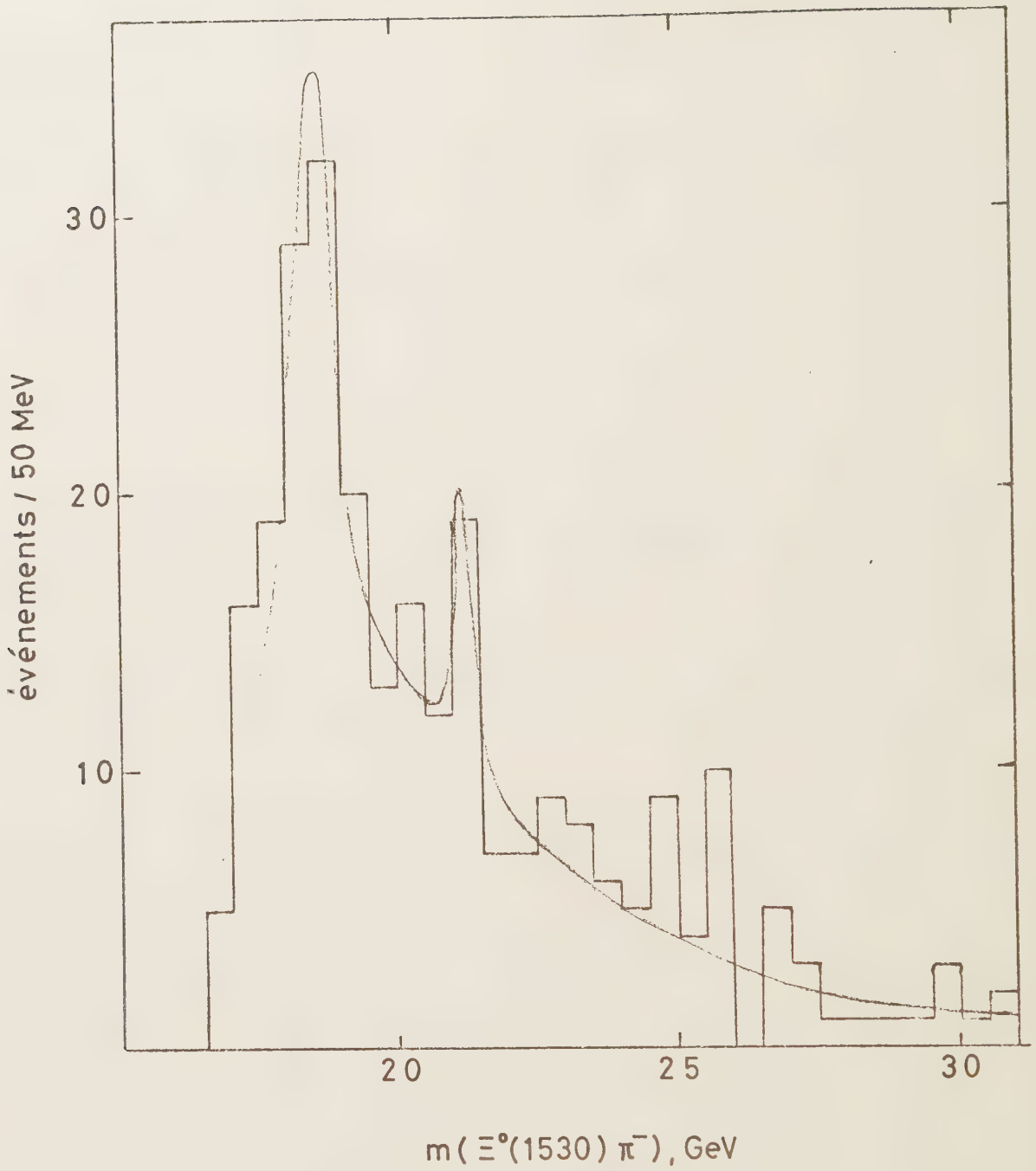


FIG.5.5.- DISTRIBUTION DE MASSE EFFECTIVE DES SYSTÈMES $\Xi^{\circ}(1530)\pi^{-}$ (273 COMBINAISONS) ; LE $\Xi^{\circ}(1530)$ EST SÉLECTIONNÉ PAR : $1500 < M(\Xi^{-}\pi^{+}) < 1550$ MeV. LA COURBE EST LE RÉSULTAT DE L'AJUSTEMENT DÉCRIT DANS LE TEXTE.

ETAT FINAL $\Xi^{\circ}(1530)\,\pi^-$				
Fond + 2 BW	(Masse(MeV) / Largeur (MeV))		χ^2	ND
	1853 ± 11	2117 ± 27	18.6	19
	64 ± 44	10 ± 5		

TABLEAU 5.3

Le nombre d'événements correspondant aux structures observées serait le suivant (valeurs approximatives) :

(1800 - 1900 MeV) : 29 ± 8 événements (3.7 d.s.)

(2100 - 2150 MeV) : 9 ± 4 événements (2.3 d.s.)

III.3. $\Xi^-\pi^+\pi^-$ *(3 corps)*

Nous pouvons maintenant séparer l'ensemble initial des combinaisons $\Xi^-\pi^+\pi^-$ en deux sous-ensembles disjoints : celui des combinaisons $\Xi(1530)\pi^-$, et celui de toutes les autres combinaisons. Toute structure résonnante dans ce dernier correspondra, en première approximation, à une désintégration directe en 3 corps ($\Xi\pi\pi$). Il n'est pas exclu qu'une résonance observée en $\Xi\pi\pi$ ("3 corps") provienne de la désintégration d'autres résonances que le $\Xi(1530)$; par exemple le $\Xi(1870) \rightarrow \Xi^-\pi^+$. Notre statistique est cependant insuffisante pour faire cette analyse détaillée.

La distribution de masse effective du système $\Xi^-\pi^+\pi^-$ (3 corps) est montrée dans la fig.5.6 ; nous l'avons ajustée à l'ensemble d'un fond et de deux Breit-Wigner avec les résultats suivants (Tableau 5.4)

ETAT FINAL $\Xi^-\pi^+\pi^-$ (3 corps)				
Fond + 2 BW	Masse/Largeur (MeV)		χ^2	ND
	1867 ± 9	2272 ± 14	34	29
	< 20 MeV	90 ± 28		

TABLEAU 5.4

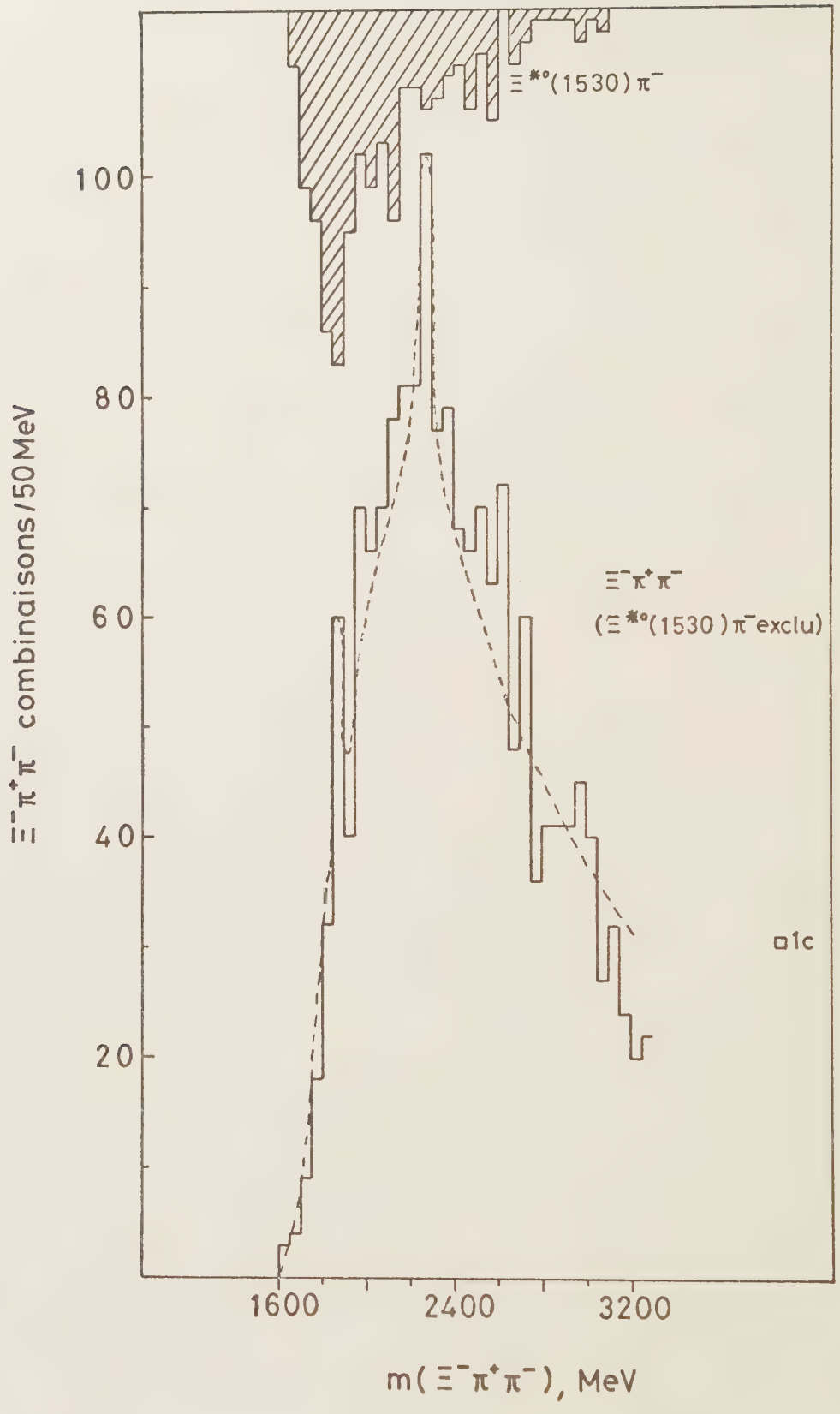


FIG.5.6.- DISTRIBUTION DE MASSE EFFECTIVE DES COMBINAISONS $\Xi^-\pi^+\pi^-$ QUI NE SONT PAS ASSOCIÉES À LA PRODUCTION DE $\Xi^*(1530)$; LE DIAGRAMME HACHURÉ REPRÉSENTE LA DISTRIBUTION DE MASSE DES COMBINAISONS $\Xi^*(1530)\pi^-$ DÉJÀ MONTRÉ DANS LA FIG. 5.5.

Le nombre approximatif d'événements contenu dans chacune de ces structures est le suivant :

(1850 - 1900 MeV) : 25 ± 8 événements (3.2 d.s.)

(2200 - 2300 MeV) : 43 ± 14 événements (3.1 d.s.)

3.4. *Conclusions*

L'ensemble des résultats expérimentaux antérieurs (3.1 à 3.3) est synthétisé dans le tableau 5.5.

	$\Xi^- \pi^+ \pi^-$ (toutes combinaisons)	$\Xi^\circ(1530)\pi^-$	$\Xi^- \pi^+ \pi^-$ $\Xi^\circ(1530)$ exclu
Masse			
Largeur (MeV)			
	1853 ± 3	1853 ± 11	1867 ± 9
nb.év.	< 20	64 ± 44	< 20
(NEV)	NEV = 37±10	NEV=29 ± 8 (*)	NEV = 25 ± 8
	2280 ± 17		2272 ± 14
	70 ± 20		90 ± 28
	NEV = 29±10		NEV ≃ 43±14 (**)

(*) entre 1800 et 1900 MeV

(**) entre 2200 et 2300 MeV

TABLEAU 5.5.

IV. Résonances dans l'état final Y $\bar{K}$

Nous étudierons maintenant les canaux où un système Y$\bar{K}$ est produit ; dans la section 4.1 on décrira la recherche de résonances Ξ^* dans les événements avec $\Lambda\bar{K}$; dans la section 4.2, pour les événements avec $\Sigma\bar{K}$; enfin, dans la section 4.3, nous discuterons les résultats pour l'ensemble des canaux Y$\bar{K}$.

4.1. Résonances dans l'état final $\Lambda\bar{K}$

La recherche de résonances baryoniques d'étrangeté S = -2 dans les états finals comportant un système $\Lambda\bar{K}$ pose des problèmes expérimentaux très importants dans les interactions à notre énergie. En effet, il est indispensable de bien reconnaître l'étrangeté du méson K sortant ; dans le cas contraire, l'ensemble des systèmes $\Lambda\bar{K}$ sera contaminé par des paires (ΛK) d'étrangeté S = O éventuellement résonnantes (production d'états N^*).

Dans le cas des systèmes $\Lambda\bar{K}$ où le méson $\bar{K}$ est chargé (ΛK^-) il s'ajoute le problème des ambiguïtés K^-/π^- ; il est donc à craindre la réflexion d'états finals résonnants où un $Y^* \to \Lambda\pi^-$ est produit.

Ces problèmes nous ont obligés à renoncer aux événements pour lesquels aucun ajustement cinématique n'avait été trouvé par le programme GRIND (événements "no-fit"). Pour les états finals comprenant deux mésons K chargés nous n'avons accepté que les événements avec un ajustement à 4 contraintes (4C-fits). Dans les événements où un K° ou $\bar{K}^\circ$ est produit, nous exigeons que sa désintégration soit visible et nous acceptons les 1C-et 4C-fits. Nous exigeons toujours que la désintégration du Λ soit visible.

L'ensemble des événements analysés, avant toute coupure, est décrit dans le tableau 5.7.

TABLEAU 5.6

Evénements utilisés — $K^- p \to \Lambda \bar{K} + X$ pour l'étude de résonances baryoniques S=-2

Réaction	nb. d'événements avant coupures	
(1) $\Lambda K^- K^+$	(217)	
(2) $\Lambda K^- K^+ \pi^+ \pi^-$	297	407
(3) $\Lambda K^- K^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	110	
(4) $\Lambda K^- K^\circ \pi^+$	90	
(5) $\Lambda K^- K^\circ \pi^+ \pi^\circ$	169	
(6) $\Lambda K^- K^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^-$	61	434
(7) $\Lambda K^- K^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$	103	
(8) $\Lambda K^- K^\circ$ + X (autres)	11	
(9) $\Lambda \bar{K^\circ} K^+ \pi^-$	37	
(10) $\Lambda \bar{K^\circ} K^+ \pi^- \pi^\circ$	154	274
(11) $\Lambda \bar{K^\circ} K^+ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$	38	
(12) $\Lambda \bar{K^\circ} K^+$ + X (autres)	45	

A. Recherche de résonances Ξ^* dans les réactions du type $K^- p \to \Lambda K^- K^+$ + pions

La réaction (1) a été analysée ailleurs [2]; elle ne présente aucune indication de production d'états Ξ^*, ce qui est normal à notre énergie ($K^- p \to \Xi^{*-} K^+$ exige un mécanisme de pure échange de baryon, dont on sait bien la décroissance rapide de la section efficace quand l'impulsion du faisceau augmente). Nous nous bornerons donc aux réactions (2) et (3).

a) Les réactions $K^-p \to \Lambda K^- K^+ \pi^+ \pi^-$ et $K^-p \to \Lambda K^- K^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ combinées (407 événements)

Dans les réactions (2) et (3) la production de $\phi \to K^+K^-$ est importante. Pour la réaction (2), elle représente environ 22% du total. Les événements où le ϕ est produit ont été enlevés en faisant une coupure en masse effective K^+K^- à 1030 MeV : $M(K^+K^-) < 1030$ MeV.

Nous avons constaté que la distribution de la masse ΛK^- présente, aux régions élevées ($\gtrsim 3$ GeV) une large bosse qui est dûe aux K^- sortant produits à petit transfert d'impulsion (t_1) par rapport au K^- incident. Afin d'enlever cette bosse qui complique la forme du fond non-résonnant pour les masses ΛK^- élevées nous avons imposé une coupure à $t_1 < 0.6$ GeV^2.

Le problème de la production d'états $N^* \to \Lambda K^+$ a été abordé de la façon suivante :

La production de résonances N^* doit se faire de préférence à des valeurs de faible transfert d'impulsion (t) par rapport au proton initial (N^* produit au vertex du proton). Nous avons enlevé les événements produits à faible transfert t et dont la masse effective ΛK^+ est dans la région des résonances N^* ; les événements ont été enlevés si :

(1') $\quad t < 3.0$ GeV^2 et
$m(\Lambda K^+) < 2.0$ GeV

A la suite de cette coupure, aucune structure n'est visible dans le spectre de masse ΛK^+, mais la forme de la distribution de masse effective du système ΛK^- ne subit aucune modification sensible. Nous concluons que la production de résonances N^* ne produit pas de réflexions appréciables dans le canal ΛK^- qui puissent simuler des états Ξ.

En faisant les diagrammes de masse effective ΛK^- versus $K^-\pi^+$ et $K^+\pi^-$ (non montrés ici) nous avons pu vérifier qu'il y a production très nette de $K^{*\circ}(890)$ et $\overline{K^{*\circ}}(890)$, mais que ces résonances ne peuvent être responsables des pics observés dans la distribution de masse effective ΛK^-.

Nous montrons dans les figures 5.7a), b), c), le spectre de masse effective ΛK^- pour les réactions (2) et (3) dans les conditions suivantes :

a) événements enlevés si $t_1 < 0.6$ GeV^2 ou avec ϕ

b) les coupures précédentes et aussi en enlevant les N^*(conditions (1')).

c) les mêmes coupures que b) et aussi enlevant les événements avec $u < 9$ GeV^2

B. Recherche de résonances Ξ^* dans les réactions du type $K^-p \to \Lambda K^- K^\circ$ + pions

Nous considérons ici l'ensemble des réactions (4) à (8) ; dans toutes ces réactions nous n'avons pris en considération que des événements où les désintégrations du Λ° et du K° sont visibles.

Dans les réactions 1C-fit, il y a un certain pourcentage d'ambiguïtés K^-/π^- non résolues par la mesure de l'ionisation des traces ; nous acceptons dans ce cas, en principe, l'hypothèse dont l'ajustement est le plus probable, mais nous regardons toujours si le spectre de masse $\Lambda\pi^-$ (où l'hypothèse π^- est maintenant imposée au K^-) ne présente pas de structures du type $Y^* \to \Lambda\pi^-$ qui pourraient contaminer le canal ΛK^- : jamais ceci n'a été observé. Nous avons donc conclu que la contamination des K^- par des π^- doit être faible même pour les réactions 1C-fit et que, en tout cas, elle ne pourrait induire des structures anormales dans le spectre de masse ΛK^-.

Les mêmes analyses sur la possibilité de réflexions dues à la production de K^*, de Y^* ou de N^* déjà décrites (§ 4.1.) ont été faites, avec des résultats analogues.

Etant donné le petit nombre d'événement de chaque réaction (4) à (8) prise séparemment nous avons dû combiner leurs états finals. Le résultat est montré sur la figure 5.8 .

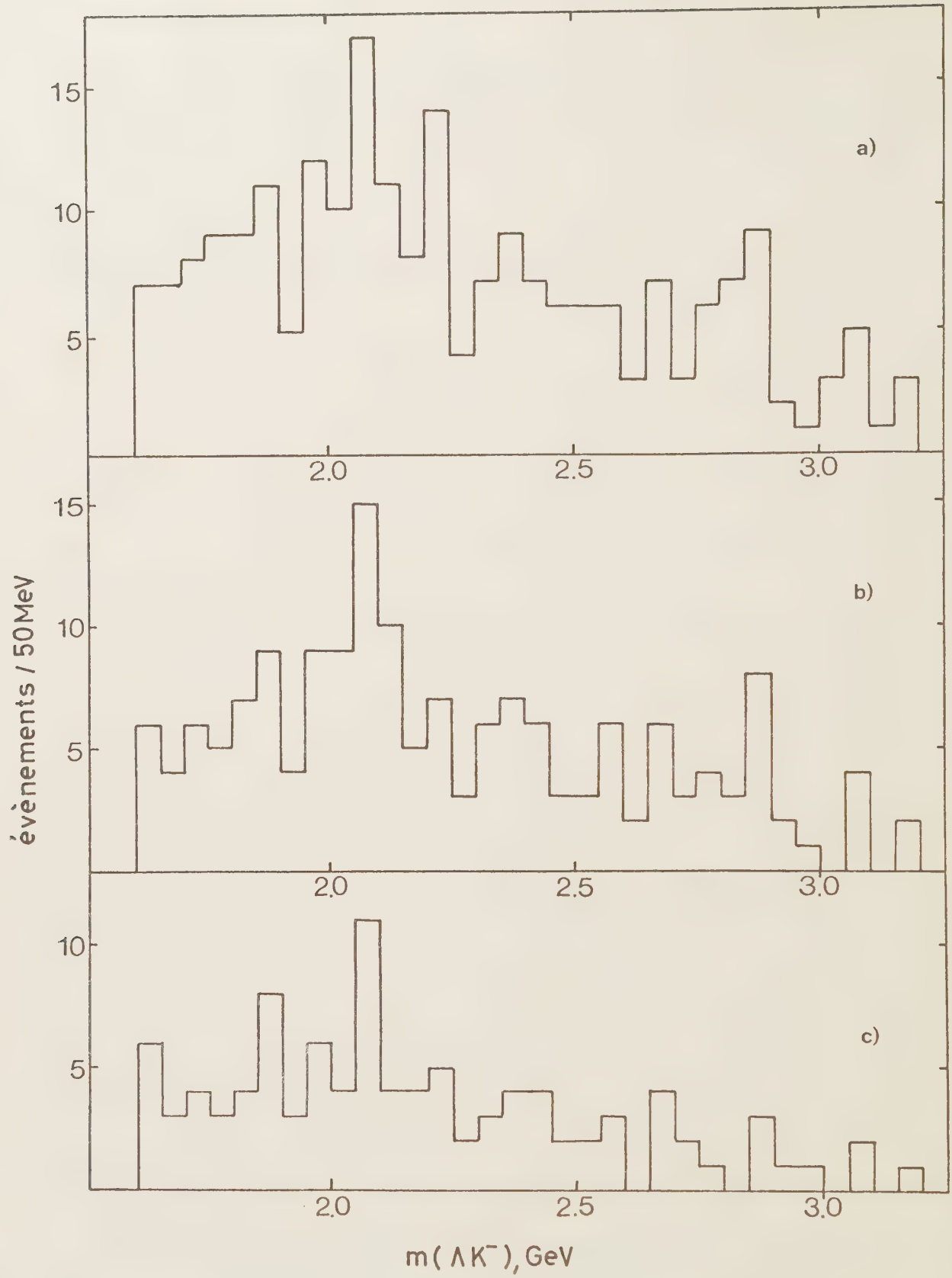


FIG.5.7.- MASSE INVARIANTE ΛK^- POUR LES RÉACTIONS $K^-p \to \Lambda K^+ K^- \pi^- \pi^-$ ET $\overline{K^-p \to \Lambda K^+ K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-}$ COMBINÉES : A) $t_1 > 0.6$ GeV^2, ϕ EXCLU ; B) IDEM, N^* EXCLUS ; C) IDEM, IBIDEM, $u < 9$ GeV^2.

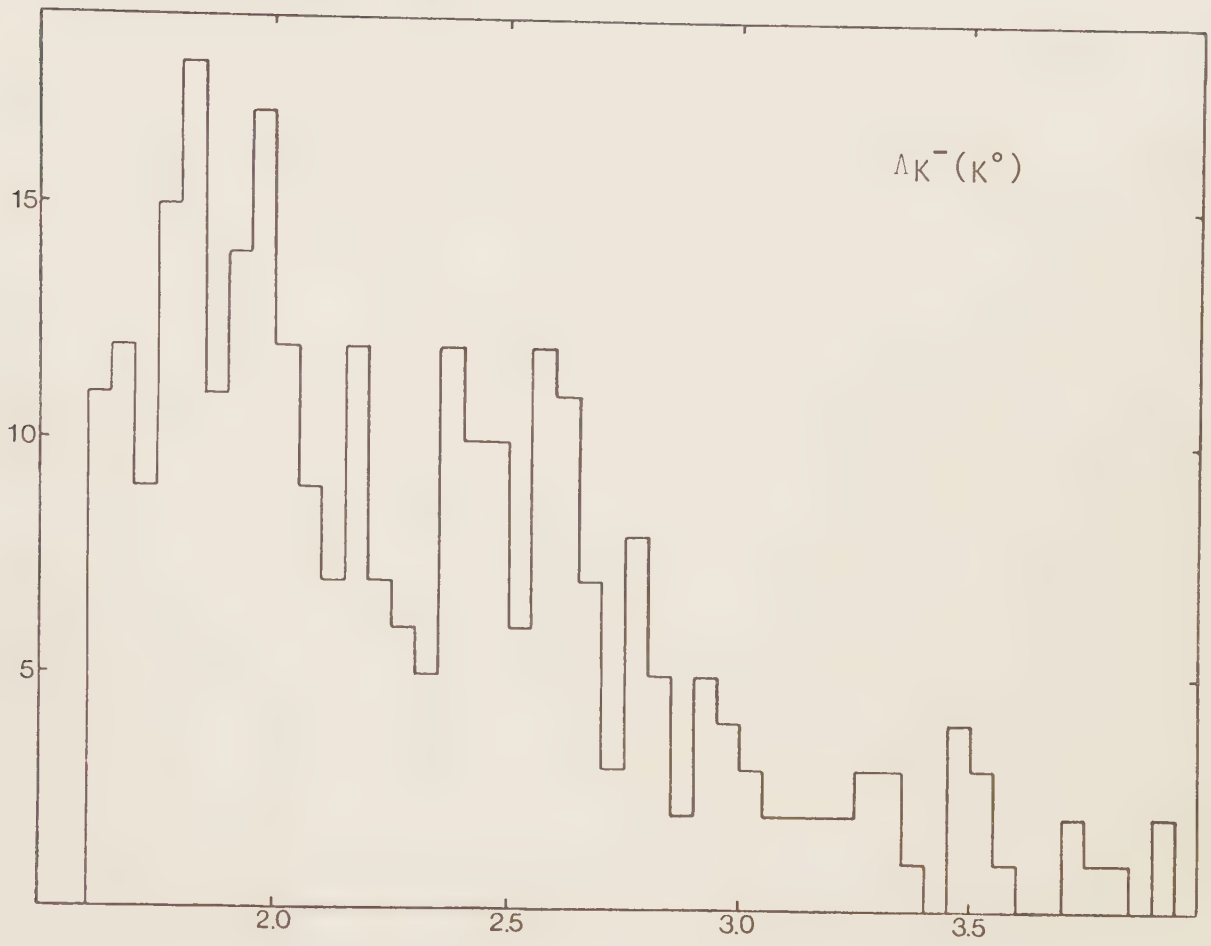


FIG.5.8.- MASSE INVARIANTE DU SYSTÈME ΛK^- DANS LES RÉACTIONS $K^-p \to \Lambda K^- K^\circ$ + PIONS (DÉSINTÉGRATIONS DU Λ ET DU K° VUES, ÉVÉNEMENTS 4C ET 1C FIT, $t_1 > 0.6$ GeV^2) ; 303 ÉVÉNEMENTS.

C. Recherche de résonances Ξ^* dans les réactions $K^- p \to \Lambda \overline{K^0} K^+ +$ pions

Nous avons exclu de notre analyse les réactions du type

$$K^- p \to \Lambda K^0 \overline{K^0} + \text{pions}$$

où il est impossible de savoir quel est le K^0 et quel est le $\overline{K^0}$, car la production de résonances $N^* \to \Lambda K$, on l'a vu, n'est pas négligeable.

Notre recherche de résonances baryoniques d'étrangeté S = -2 se désintégrant en $\Lambda\overline{K^0}$ se limitera donc aux réactions (9) à (12) où le K^+ est reconnu, soit par l'ionisation, soit par l'ajustement cinématique du programme GRIND. Les mêmes considérations à propos des réflexions de Y^*, N^* ou $\overline{K}^*$ (§ 4.1 et 4.2) sont ici valables.

Un nouveau problème se pose cependant, celui de la contamination, difficile à détecter, du canal $\Lambda\overline{K^0}$ par ΛK^0, suite à une mauvaise identification du K^+. Nous en avons tenu compte à partir de la connaissance du fait que les $N^* \to \Lambda K$ sont produits à petit transfert d'impulsion t du proton initial au système ΛK (§ B). Cette coupure est équivalente à la restriction des systèmes ΛK^0 à être produits à petit transfert u par rapport au K^- incident. La distribution de masse effective du système $\Lambda\overline{K^0}$ pour $u < 9$ GeV^2 exclut automatiquement la région $t < 3$ GeV^2 (où la production de N^* s'est vue concentrer) et est donc certainement libre de contamination de systèmes résonnants ΛK^0 (fig.5.9a, événements avec $u < 9$ GeV^2). En tout cas, on voit à travers les figures 5.9a,b que la production de $N^* \to \Lambda K^0$ est certainement faible et nous permet de garder l'ensemble des événements

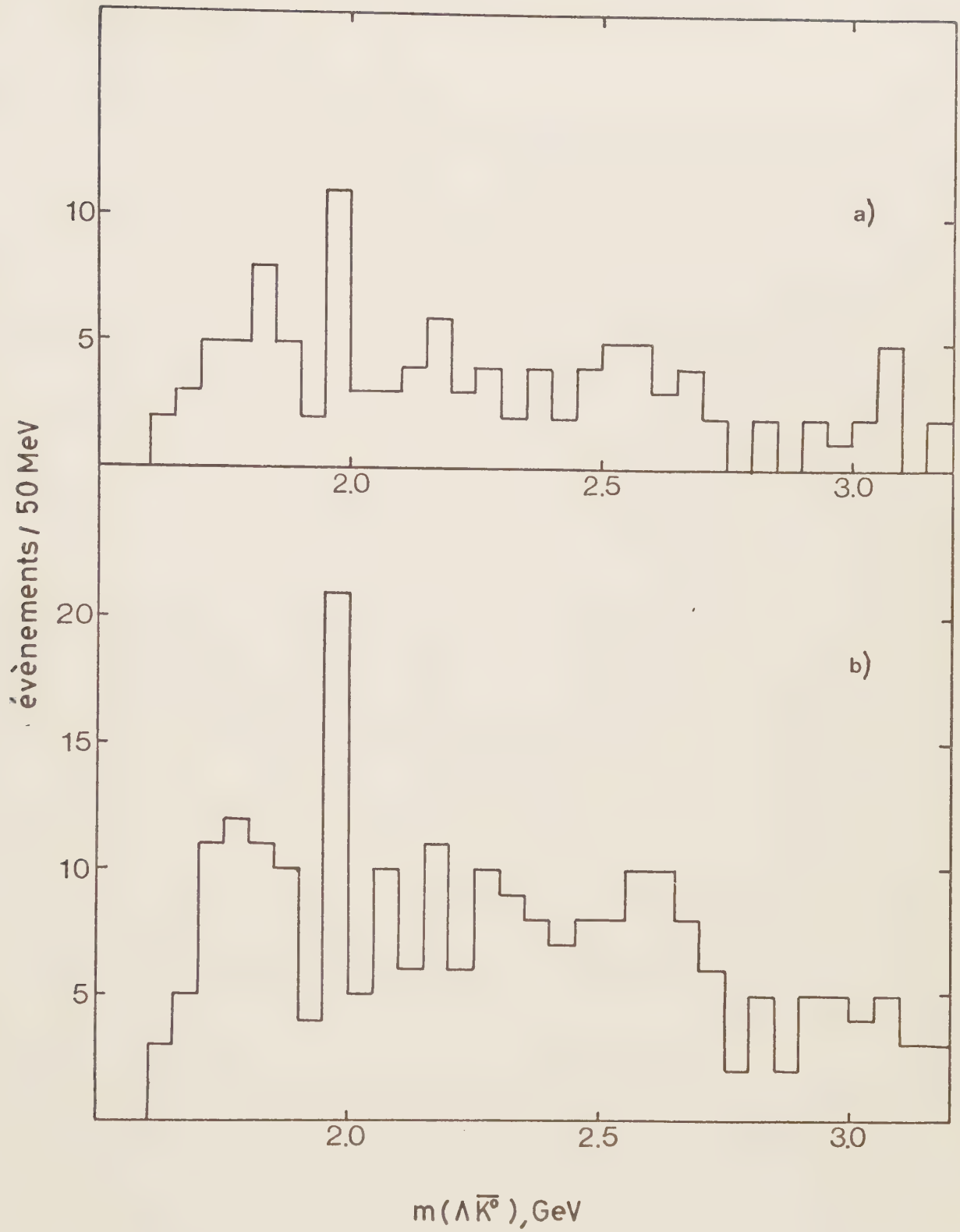


FIG.5.9.- MASSE INVARIANTE DES SYSTÈMES $\Lambda\overline{K^0}$ (LES DÉSINTÉGRATIONS DU Λ ET DU K^0 SONT VUES) DANS LES RÉACTIONS $K^-p \to \Lambda K^0 K^+ +$ PIONS : A) ÉVÉNEMENTS AVEC $u < 9$ GeV^2 ; B) TOUS LES ÉVÉNEMENTS (275).

D. Distributions combinées de la masse effective du système $\Lambda\bar{K}$ (charge 0 et -1)

L'analyse que nous venons de décrire en résumé a montré que, pour chaque réaction ou ensemble de réactions dans lesquelles un système $\Lambda\bar{K}$ est produit, la forme du spectre de masse invariante de ce système n'était pas affectée par des réflexions dues à la production de résonances N^*, Y^* ou K^*, ou par une éventuelle ambiguïté K/π. En particulier, les effets de faible signification statistique observés dans ces distributions de masse invariante ne sont pas le résultat de réflexions d'autres canaux.

Nous sommes donc justifiés pour additionner les spectres obtenus, seule façon de disposer d'une statistique suffisante. La somme des distributions de masse effective $\Lambda\bar{K}$ correspondantes aux réactions (2) à (12) est montrée dans la figure 5.11a, d'où la production de $\phi \to K^-K^+$ a été exclue.

4.2. *Résonances dans l'état final $\Sigma\bar{K}$*

Nous avons aussi cherché à mettre en évidence des résonances Ξ^* dans l'état final $\Sigma\bar{K}$ de charge 0 et -1.

Les événements utilisés proviennent des réactions 4C ou 1C-fit où un système $\Sigma^+\overline{K^0}$ est produit. Quand un K^0 ou $\overline{K^0}$ est produit nous exigeons que sa désintégration soit vue ; en plus, nous avons exclu de notre analyse les événements du type $\Sigma^-\overline{K^0}K^0$ + ... à cause de l'impossibilité de déterminer lequel des kaons porte l'étrangeté S = -1.

Le nombre d'événements utilisé est donné dans le tableau 5.7, avant coupures.

TABLEAU 5.7

ETAT FINAL $\Sigma\bar{K}$ (charge 0 et -1)	
a) $K^-p \to \Sigma^+K^-$ + X, 4C et 1C fits	Nb.d'évé. observés, sans coupures
(1) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^+\pi^-$	181
(2) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ$	110
(3) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	50
(4) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^\circ$	17
(5) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^\circ\pi^\circ$	89
(6) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^\circ\pi^+\pi^-$	36
(7) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^\circ\pi^+\pi^-\pi^\circ$	75
(8) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^\circ\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ$	3
(9) $K^-p \to \Sigma^+K^-K^\circ\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	5
(10) $K^-p \to \Sigma^+K^-(K^\circ + \ldots)$ autres	8
b) $K^-p \to \Sigma^-\bar{K}^\circ(K^+)$ + X, 4C et 1C-fits	
(11) $K^-p \to \Sigma^-\bar{K}^\circ K^+\pi^\circ$	53
(12) $K^-p \to \Sigma^-\bar{K}^\circ K^+\pi^+\pi^-$	41
(13) $K^-p \to \Sigma^-\bar{K}^\circ K^+\pi^+\pi^-\pi^\circ$	102
(14) $K^-p \to \Sigma^-\bar{K}^\circ(K^+ + \ldots)$ autres	27
TOTAL	797

Evénements utilisés pour l'étude de résonances baryoniques S = -2 dans les réactions $K^-p \to \Sigma\bar{K} + X$

Nous avons procédé de façon analogue à celle décrite pour l'état final $\Lambda\bar{K}$ (§ 4.1). Il est certain que les événements avec $\Sigma^{\pm}$ présentent des problèmes d'ambiguïté entre différentes hypothèses assez importants ; une certaine contamination du canal $\Sigma^-\overline{K^\circ}$ par Σ^-K° peut donc être présente. Cependant, tel que pour les Λ, notre analyse a montré que cette contamination affecte le fond non-résonnant du spectre de masse $\Sigma\bar{K}$ d'une façon régulière, et qu'elle n'est point responsable par les structures observées.

Les distributions de masse effective des systèmes Σ^+K^- et $\Sigma^-\overline{K^\circ}$ sont montrées dans les figures 5.10a et 5.10b et leur addition dans la figure 5.11b.

Il est aussi rassurant de remarquer que les distributions de masse effective de l'ensemble des systèmes $\Lambda\bar{K}$ et des systèmes $\Sigma\bar{K}$ de charge 0 et -1 présentent des structures analogues, comme on pouvait s'y attendre. Ceci nous permet, d'ailleurs, de renforcer la statistique par superposition de tous les systèmes YK^- analysés ; c'est ce que nous ferons dans le paragraphe suivant.

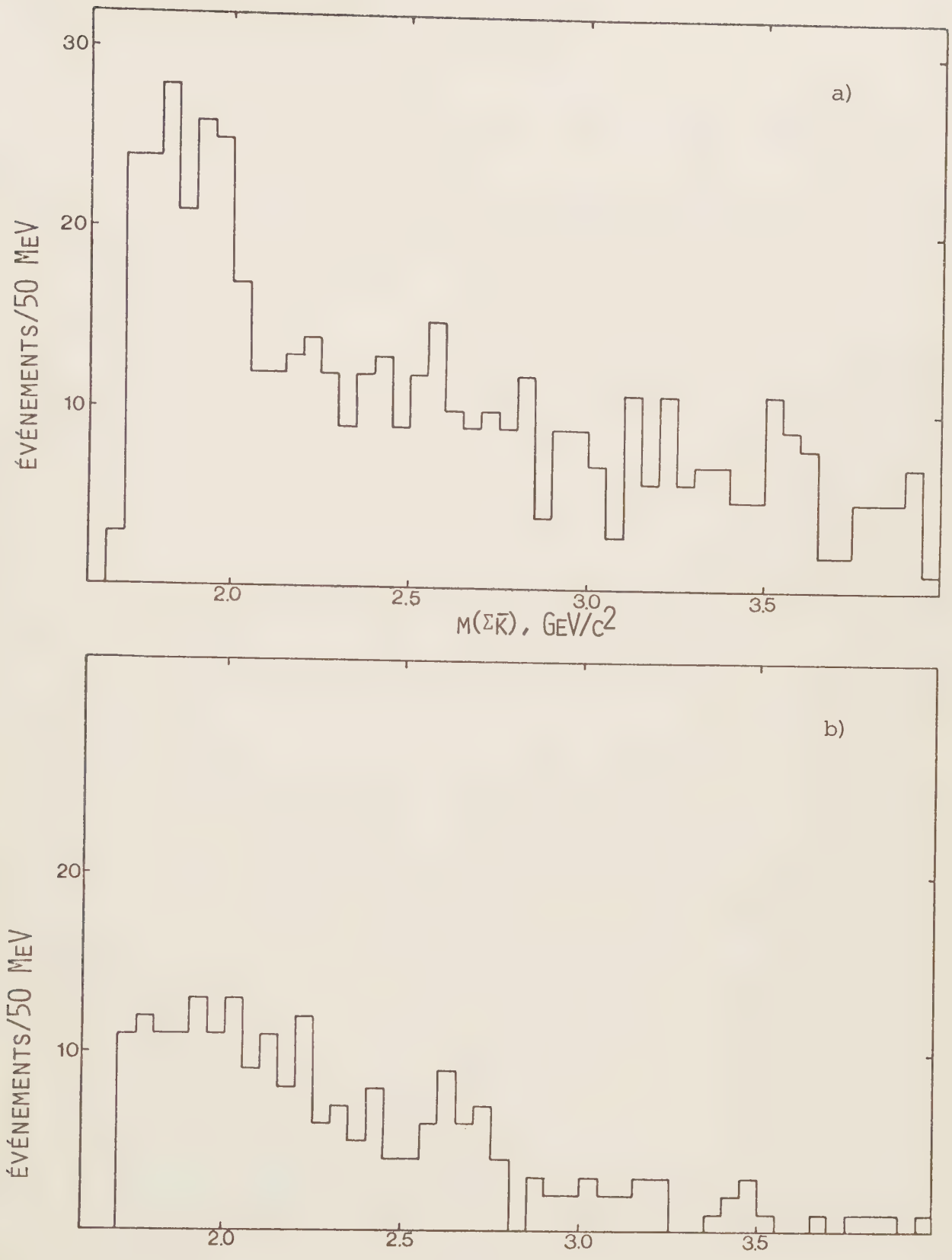


FIG.5.10.- A) MASSE EFFECTIVE DES SYSTÈMES Σ^+K^- PRODUITS DANS LES RÉACTIONS $K^-P \to \Sigma^+K^- + K^\circ + \text{PIONS}$ (543 ÉVÉNEMENTS, ϕ EXCLU) B) MASSE EFFECTIVE DES SYSTÈMES $\Sigma^-\overline{K^\circ}$ PRODUITS DANS LES RÉACTIONS $K^-P \to \Sigma^-\overline{K^\circ}K^+ + \text{PIONS}$ (223 ÉVÉNEMENTS).

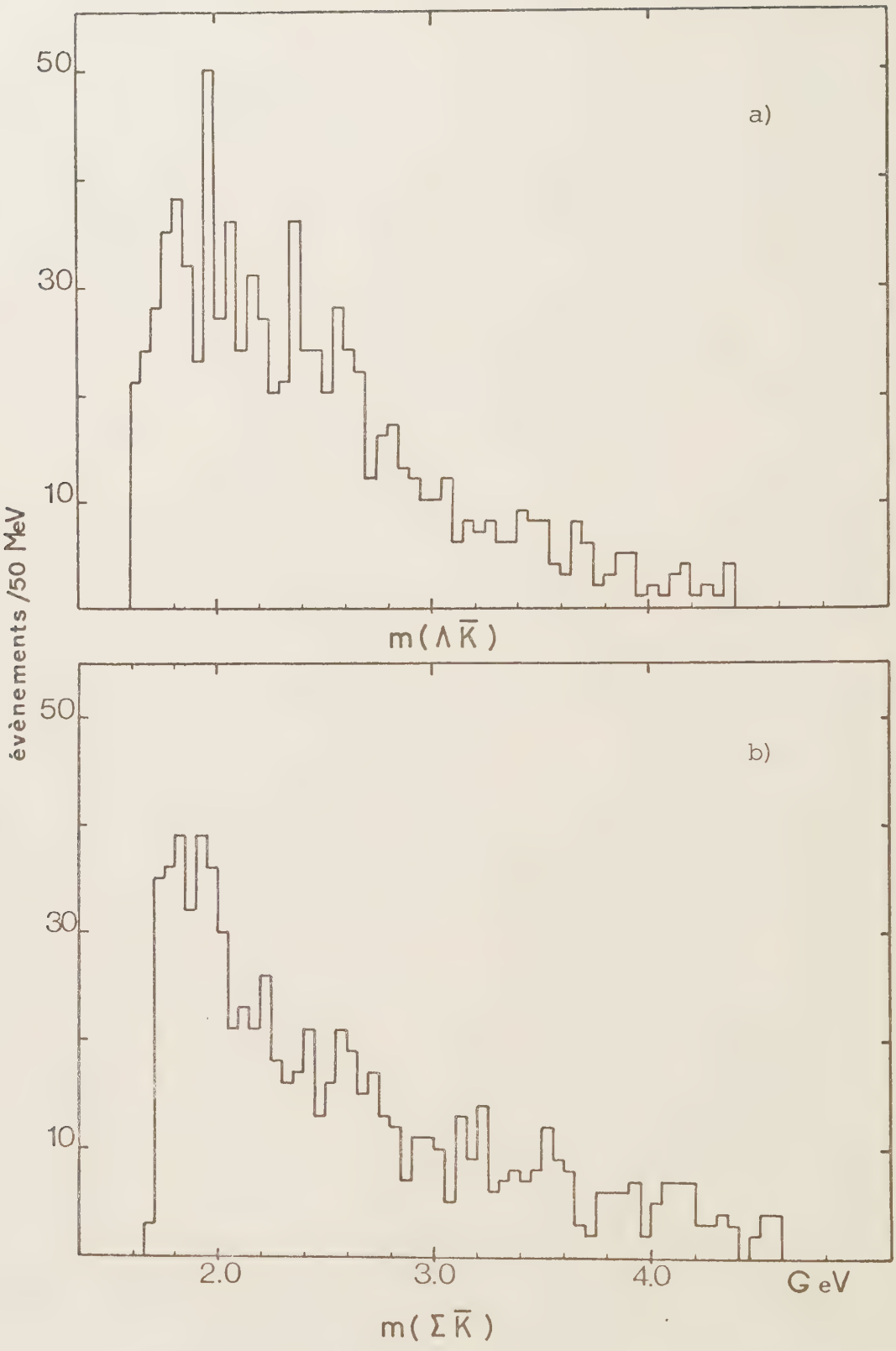


FIG.5.11.A) DISTRIBUTION DE MASSE EFFECTIVE DES SYSTÈMES $\Lambda\bar{K}$ DE CHARGE 0 ET -1 PRODUITS DANS LES RÉACTIONS $K^-P \to \Lambda\bar{K} + X$; ϕ EXCLU, 828 ÉVÉNEMENTS. B) MASSE EFFECTIVE DES SYSTÈMES $\Sigma\bar{K}$ DE CHARGE 0 ET -1 PRODUITS DANS LES RÉACTIONS $K^-P \to \Sigma\bar{K} + X$; 766 ÉVÉNEMENTS. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS EST DÉCRITE DANS LE TEXTE.

4.3. Résonances se désintégrant en $Y\bar{K}$. Conclusions

La distribution de masse effective des systèmes YK de charge 0 et -1 est montrée dans la fig.5.12 qui est le résultat de la superposition des distributions de masse des systèmes $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$ (figs. 5.11a, b).

Cette distribution contient un nombre d'événements assez important (1594 événements non-pondérés). Il n'est donc pas surprenant qu'elle permette une meilleure compréhension des résonances Ξ^* qui se désintègrent en $Y\bar{K}$, jusqu'à des régions de masses élevées.

L'ensemble des signaux présents dans la distribution de la fig.5.12 est décrit dans le tableau 5.8.
Il s'agit toujours d'effets d'au moins 3 déviations standard.

$K^-p \to Y\bar{K} + X$ à 14.3 GeV/c Résonances $\Xi^* \to Y\bar{K}$ (charge 0 et -1) ; 1594 événements		
Masse (MeV)	Largeur (MeV)	N.évts (approximati
1825	98 ± 4	84 ± 17 (5 d.s.)
1977 ± 9	67 ± 29	57 ± 14 (4 d.s.)
2392 ± 14	41 ± 7	33 ± 12 (2.8 d.s
2604 ± 25	150 ± 60	43 ± 11 (3.8 d.s

TABLEAU 5.8

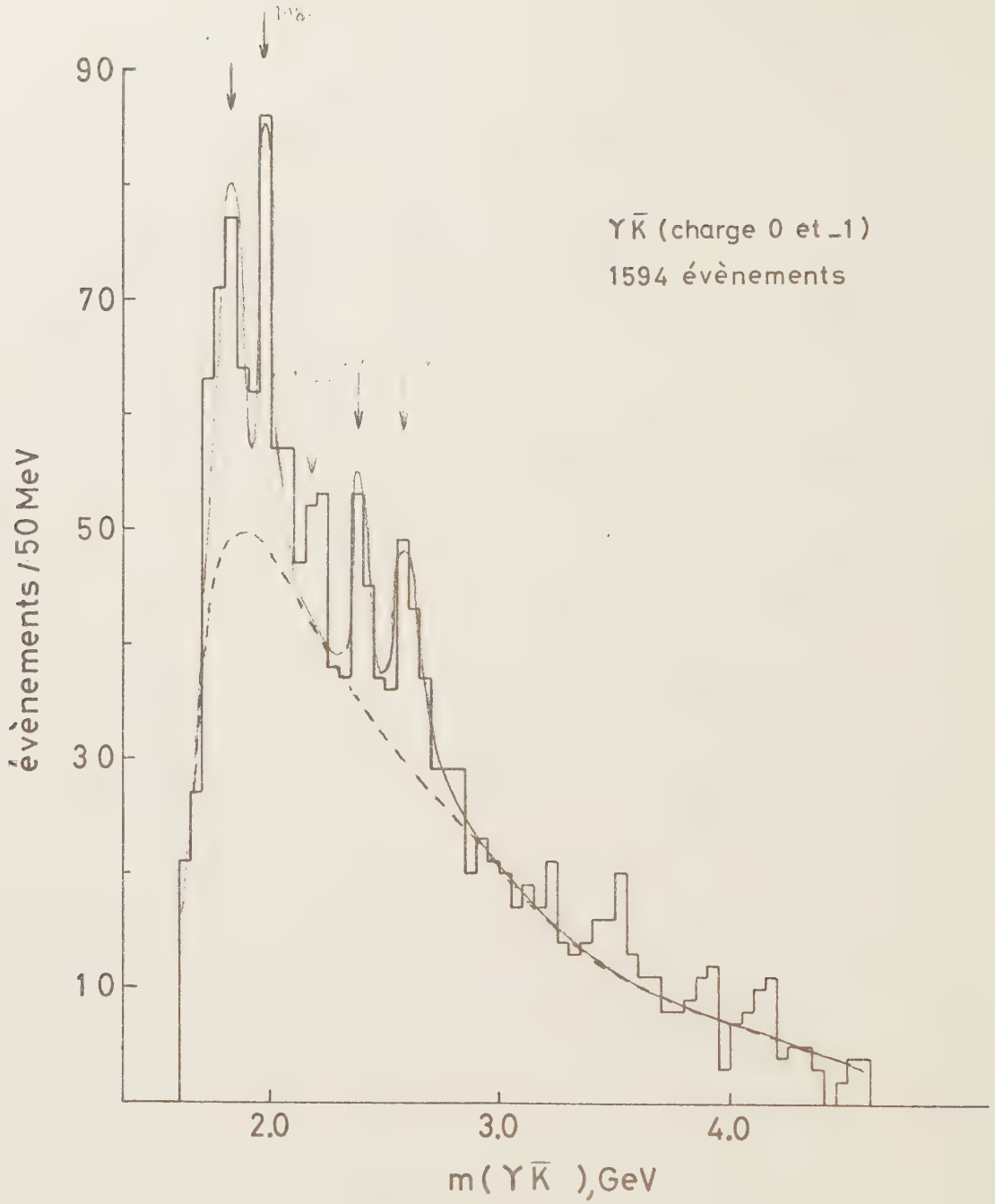


FIG.5.12.- MASSE INVARIANTE DES SYSTÈMES YK(ΣK ET ΛK) DE CHARGE 0 ET -1 PRODUITS DANS LES INTERACTIONS $K^-p \to YK + X$ À 14.3 GeV/c. LA SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS EST DÉCRITE DANS LE TEXTE. LA COURBE REPRÉSENTE LE RÉSULTAT DE L'AJUSTEMENT MONTRÉ AU TABLEAU 5.8.

V. Discussion des résultats expérimentaux sur la production de résonances Ξ^*

$\Xi^-\pi^+$

$\Xi(1530)$

La résonance $\Xi(1530)$ est bien prouvée expérimentalement. Sa masse et largeur admises sont [4]

$$M = 1531.72 \pm 0.39 \quad \text{MeV}/c^2$$
$$\Gamma = 9.07 \pm 0.52 \quad \text{MeV}/c^2$$

pour l'état d'isospin +1/2 (charge = 0). Il s'agit de l'état $J^P = 3/2^+$ prévu par SU(3) dans le cadre du décimet où se trouvent aussi le $\Delta(1238)$, $\Sigma(1385)$ et le $\Omega(1672)$. Elle ne peut se désintégrer par interaction forte que dans le mode $\Xi\pi$.

Nous trouvons pour le $\Xi^\circ(1530)$ une valeur de masse en très bon accord avec la moyenne mondiale ; ceci prouve, en particulier, qu'il n'y a pas de biais systématiques dans nos données.

A partir de la largeur apparente que nous avons mesurée pour cette résonance, et de sa largeur réelle qui est bien connue, nous avons déterminé la résolution expérimentale dans sa région de masse. Le résultat obtenu est σ(résolution expérimentale) $\simeq$ 8 MeV/c^2 (voir Appendice II).

$\Xi(1630)$?

L'existence d'un état résonnant visible en mode $\Xi\pi$ dans la région autour de 1630 MeV a été suggérée plusieurs fois, sans qu'une confirmation définitive ait été apportée [25], [29-35].

Nos données ne permettent pas non plus la solution du problème de cette résonance.

Les spectres de masse $\Xi^-\pi^+$ des figs. 5.1 et 5.2a montrent tous les deux une accumulation d'événements dans la région de 1630 MeV.

Pour le lot des 177 événements contraints cinématiquement de la fig. 5.1 nous trouvons (si on croit au fond tel qu'il est dessiné par l'espace de phases et normalisé au nombre d'événements au dessus de 2700 MeV) un effet de

7 év. sur un fond de 14 (1600-1650 MeV)

ou bien de 10 év. sur un fond de 28 (1600-1700 MeV)

c'est-à-dire, dans les deux cas, un effet d'environ 2 déviations standard.

En ce qui concerne l'ensemble des événements (fits et no-fits) l'estimation du fond est beaucoup plus difficile dans cette région de masse. Par rapport au fond représenté sur la fig. 5.2a, il s'agirait d'une accumulation de

(1600-1645 MeV) : 28 ± 10 événements (2.8 d.s.)

Les valeurs pour la masse et largeur de cette structure donnée par l'ajustement sont M = 1632 ± 4, $\Gamma < 20$ MeV, en accord avec les indications trouvées dans d'autres expériences :

BMST (2,9 GeV/c)	1635 ± 10	57 ± 18 MeV	[25]
BILLOIR et al	1633 ± 12	40 ± 15 MeV	[35]

mais déjà plus éloignées de

ROSS et al. (3.1 - 3.7 GeV/c)	1606±6	21±7 MeV	[30]

$\Xi(\sim 1760)$ et $\Xi(\sim 1870)$

Nous avons montré qu'il existe dans nos données deux structures distinctes entre 1700 et 1900 MeV. Leur niveau de signification statistique est d'au moins 3 déviations standard. Les valeurs trouvées pour leurs masses et largeurs sont :

$M = 1758 \pm 12$ $\quad\quad$ $\Gamma = 40 \pm 20$ MeV

$M = 1874 \pm 4$ $\quad\quad$ $\Gamma = 17 \pm 4$ MeV

Dans le mode de désintégration $\Xi\pi$, et dans cette région de masse effective, la seule évidence expérimentale convaincante qui existe (à notre connaissance) pour une résonance Ξ^* vient de la collaboration BMST à 2.9 GeV/c , qui voit une structure large centrée à 1790 MeV :

[25] BMST (2.9 GeV/c) $M = 1795 \pm 10$ $\quad$ $\Gamma = 99 \pm 31$ MeV

Dans d'autres modes de désintégration, la seule résonance qui est bien prouvée dans la région de masse (1700-1900 MeV) soit le $\Xi(1820)$, de masse et largeur, respectivement : 1823 ± 2 et 21 ± 7 MeV. Cette résonance est surtout trouvée en ΛK et une limite supérieure pour le rapport de branchement $\Xi\pi/\Lambda\bar{K}$ a été mesurée [27] :

$$R = \frac{\Xi(1820) \rightarrow \Xi\pi}{\Xi(\Lambda\bar{K}) \quad \rightarrow \Lambda\bar{K}} < 0.36$$

Cette valeur est d'ailleurs conforme aux prédictions de SU(3) si le $\Xi(1820)$ appartient au nonet $3/2^-$ ($R \simeq 3/8$)[36].

Notre observation n'est donc pas contradictoire avec d'autres résultats expérimentaux. Elle suggère l'existence de deux nouvelles résonances Ξ^* qui se désintègrent en $\Xi\pi$,

dont la proximité en masse et les faibles sections efficaces de production auraient empêché la détection jusqu'à présent.

Dans le cadre de SU(3), Samios et al. ont suggéré un Ξ^{*} de masse $\sim$ 1835 ± 130 MeV se désintégrant presque exclusivement en $\Xi\pi$, et qui appartiendrait au multiplet $1/2^{-}[36]$. Une des deux résonances trouvées pourrait éventuellement s'identifier à cet état manquant.

$\Xi(\sim 2120)$ et $\Xi(\sim 2200)$

Il ressort de l'analyse de nos données qu'il y a au moins un état résonnant dans la zone de masse effective $\Xi^{-}\pi^{+}$ entre 2100 et 2250 MeV. Il est cependant difficile de distinguer entre l'existence de un ou de deux états résonnants.

Dans l'hypothèse de deux résonances, leurs masses et largeurs données par l'ajustement seraient :

$M = 2119 \pm 5$ $\quad\quad$ $\Gamma = 24 \pm 22$ MeV

$M = 2203 \pm 5$ $\quad\quad$ $\Gamma < 20$ MeV

Par contre, dans l'hypothèse d'une seule résonance, nous aurions :

$M = 2132 \pm 17$ $\quad\quad$ $\Gamma = 78 \pm 27$ MeV

Le niveau de signification statistique des structures à $\sim$ 2120 et à $\sim$ 2200 MeV est d'environ 3 déviations standard ; ce chiffre est porté à $\sim$ 4 déviations standard si nous supposons une seule résonance plus large.

Aucune indication expérimentale de résonances Ξ^{*} qui se désintègrent en $\Xi\pi$ n'existait jusqu'à présent dans cette zone de masse.

Par contre, la collaboration ACNO (K^-p 4.25 GeV/c) a récemment suggéré l'existence d'un état résonnant dans le canal $\Lambda\bar{K}$, de masse et largeur [27] :

ACNO (4.2 GeV/c) : M = 2123±7 $\quad\quad$ Γ = 25±12 MeV

L'interprétation la plus simple de la structure visible à ∿ 2120 MeV dans nos données pour le canal $\Xi^-\pi^+$ serait donc d'admettre qu'il s'agit d'un autre mode de désintégration de la même résonance. Dans ce cas, l'interprétation de nos données en termes de deux résonances distinctes se trouverait favorisée.

Une résonance Ξ^* autour de 2130 MeV est prévue par le modèle SU(3) dans le cadre du multiplet $7/2^+$; elle pourrait s'identifier avec le $\Xi(2120)$ trouvé par la collaboration ACNO en $\Lambda\bar{K}$ et avec la structure $\Xi(2119 \pm 5) \rightarrow \Xi^-\pi^+$ que nous venons de montrer. Cette observation du $\Xi(2120)$ dans le canal $\Xi\pi$ est d'ailleurs, elle aussi compatible avec SU(3) qui prédit un mode $\Xi\pi$ presque aussi fort que $\Lambda\bar{K}$ pour cette résonance [36].

$\Xi^-\pi^+\pi^-$ et $\Xi(1530)\pi^-$

L'analyse des combinaisons de masse $\Xi^-\pi^+\pi^-$ (tableaux 5.3, 5.4, 5.5) nous a montré qu'il s'y manifestait plusieurs résonances Ξ^* de masse et largeur :

1853 ± 11	64 ± 44	$\Xi^\circ(1530)\pi^-$
(2117 ± 27	10 ± 5	$\Xi^\circ(1530)\pi^-$)
1867 ± 9	< 20	$\Xi^-\pi^+\pi^-$ (3 corps)
2272 ± 14	90 ± 28	$\Xi^-\pi^+\pi^-$ (3 corps)

Nous les comparons ici aux résultats d'autres expériences.

$\Xi(1853 \pm 11) \rightarrow \Xi^\circ(1530)\pi^-$

Dans ce mode de désintégration et dans cette région de masse, l'existence du $\Xi(1820)$ dont nous avons déjà parlé est bien prouvée [27] . Notre effet est cependant à 2 écarts de la masse du $\Xi(1820)$; bien que la résolution expérimentale dans ce canal soit faible, il nous semble difficile d'admettre qu'elle puisse expliquer un déplacement de masse systèmatique.

Une interprétation possible de cet effet consiste à supposer qu'il est dû au mélange du $\Xi^-(1820)$ et du $\Xi(1870)$ précédemment trouvé dans le canal $\Xi\pi$, qui se désintégrerait aussi en $\Xi^\circ(1530)\pi^-$: $\Xi(1867 \pm 9) \rightarrow \Xi^-\pi^+\pi^-$. On a vu que la structure visible vers 1860 MeV dans l'ensemble des combinaisons $\Xi^-\pi^+\pi^-$ était due en partie à une résonance qui se désintègre en $\Xi^\circ(1530)\pi^-$; une autre partie, cependant, provient de la désintégration directe en 3 corps. Les considérations antérieures sur le $\Xi(1820) \rightarrow \Xi^\circ(1530)\pi^-$ sont valables ici.

$\Xi(2117 \pm 27) \rightarrow \Xi^\circ(1530)\pi^-$

Il est possible que l'effet statistiquement faible (2 d.s.) trouvé en $\Xi^\circ(1530)\pi^-$ soit un autre mode de désintégration de la résonance $\Xi(2120)$ déjà rencontrée en $\Xi^-\pi^+$. Si tel était le cas nous aurions donc :

$\Xi^\circ(2120) \rightarrow \Xi^-\pi^+$: M = 2119±5 Γ = 24±22 MeV
$\Xi^-(2120) \rightarrow \Xi^\circ(1530)\pi^-$: M=2117±27 Γ< 20 MeV

Le $\Xi(2120)$ n'a été vu, jusqu'à présent, que dans le canal $\Lambda\bar{K}$ (cf . la discussion de cet état plus haut, dans les conclusions du mode $\Xi\pi$).

$\Xi(2272\pm14) \rightarrow \Xi^-\pi^+\pi^-$

L'observation d'un état résonnant à 2272±14 MeV, de largeur 90±28MeV en mode $\Xi^-\pi^+\pi^-$ semble d'accord avec d'autres observations expérimentales.

C'est cependant la première fois que l'on observe un effet de signification statistique assez forte. Nous résumons ci-dessous l'évidence expérimentale disponible :

M=2244 ± 52	Γ=130 ± 80	$(\Xi\pi\pi,\ \Lambda\bar{K}\pi,\ \Sigma\bar{K}\pi)$	K-P 10 GeV [32]
M=2295 ± 15	Γ < 30	$(\Xi\pi\pi)$	K-P 5.5 GeV [13]

Notre observation :

M=2272 ± 14 Γ = 90 ± 28 $\Xi\pi\pi$

semble confirmer les effets plus faibles trouvés précédemment.

$Y\bar{K}$

$\Xi(1825)$

Cette résonance est visible en $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$ dans nos données. Le critère de sélection des événements ne nous permet pas, cependant, la mesure des rapports de branchement. Nous avons utilisé la connaissance de la masse du $\Xi(1825)$ pour ajuster la forme du fond non-résonnant dans sa région qui est difficile à apprécier sur nos données. La résolution expérimentale est faible, à cause de l'ambiguïté K/π et de la superposition des états de charge 0 et -1. La largeur apparente trouvée (98±4 MeV) est à comparer avec la meilleure détermination de largeur du $\Xi^-(1820)$: Γ = 21 ± 7 MeV ; négligeant la différence de masse électromagnétique, la résolution expérimentale, dans la région du $\Xi(1820)$ vient ≃ 60 MeV ;

mais cette valeur n'est qu'une limite supérieure de la dispersion expérimentale moyenne.

$\Xi(1977 \pm 9) \rightarrow \Lambda\bar{K}, \Sigma\bar{K}$

Cette résonance, visible en $\Lambda\bar{K}$ et en $\Sigma\bar{K}$ n'a pas été trouvée en $\Xi\pi$, $\Xi\pi\pi$ ou $\Xi^*\pi$. Dans cette région de masse, et dans le mode de désintégration $Y\bar{K}$, Alitti et al ont trouvé une résonance de masse 2030 ± 10 et largeur $45 \begin{smallmatrix}+40\\-20\end{smallmatrix}$ [37]. Bartsch et al [32] à 10 GeV/c, trouve un effet assez faible à 2058 ± 17 MeV et de largeur 57 ± 30. Ross et al, en $\Sigma\bar{K}$, donnent les valeurs 2019 ± 7 et 33 ± 17 [38].
La collaboration ACNO vient aussi de confirmer (en ce qui concerne le mode de désintégration $\Sigma\bar{K}$) cette résonance, et leur mesure de la masse et largeur donne : (2021±3) MeV et (31±12) MeV, respectivement [27].

L'ensemble de ces résultats est tout à fait compatible avec le nôtre qui constitue donc une confirmation de cette résonance, normalement rattachée au multiplet $5/2^+$ dont les prévisions sont bien vérifiées ici, d'un point de vue qualitatif.

$\Xi(2392\pm14) \rightarrow \Xi\Lambda\bar{K}, \Sigma\bar{K}$

Une seule indication de résonance Ξ^* dans cette région de masse a été donnée par Alitti et al. [37] :
$M = 2430 \pm 20$ MeV et $\Gamma = 150 \begin{smallmatrix}+60\\-40\end{smallmatrix}$ MeV, dans le mode de désintégration $Y\bar{K}$.

Par ailleurs, Bartsch et al [32] donnent des indications d'une résonance à 2500 ± 10 MeV et de largeur 59±27 mais obtenue avec la superposition de différents modes de désintégration $Y\bar{K}$, $Y\bar{K}\pi$, $\Xi\pi\pi$ et leur évidence est donc considérablement affaiblie. Nous croyons que leur effet est plutôt le résultat d'une superposition de résonances différentes, et interprétons notre résultat comme une confirmation

du $\Xi(2430\pm20)$ de Alitti et al. Il a été suggéré [36] que cette résonance pourrait appartenir au multiplet $7/2^-$ de SU(3). Qualitativement, on observe des modes $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$ larges, en accord avec les prédictions de SU(3).

$\Xi(2604\pm25) \rightarrow \Lambda\bar{K}, \Sigma\bar{K}$

Il pourrait s'agir d'une nouvelle résonance, dont la détection est rendue possible par l'énergie à laquelle nous travaillons, et qui est visible dans nos événements $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$ en proportions sensiblement égales. Cet effet apparaît avec 3.8 déviations standard.

$\Xi(2120)$: Il faut signaler que le $\Xi(2120) \rightarrow Y\bar{K}$ est visible (bien que d'une manière faible) dans nos données avec 22 ± 10 événements (2 d.s.), et centré autour de $\sim$ 2150 MeV (fig.5.12) Son petit nombre d'événements ne permet pas une analyse plus détaillée ; nous l'avons omis de tous les ajustements.

VI. Estimation des sections efficaces de production des résonances Ξ^*

Pour les Ξ^* qui se désintègrent en $\Xi\pi$, $\Xi^*\pi$ ou $\Xi\pi\pi$, nous pouvons estimer leur section efficace inclusive de production dans ces modes de désintégration.

Les résultats de cette estimation sont les suivants (valeurs non corrigées pour isospin) :

$K^- p \to \Xi^\circ(1530) + X$, $\Xi^\circ(1530) \to \Xi^- \pi^+$: $\sigma = 23 \pm 4$ µb

$K^- p \to \Xi^\circ(1630)? + X$, $\Xi^\circ(1630)? \to \Xi^- \pi^+$: $\sigma \approx 4.7 \pm 1.7$ µb

$K^- p \to \Xi^\circ(1760) + X$, $\Xi^\circ(1760) \to \Xi^- \pi^+$: $\sigma \approx 7.1 \pm 2.5$ µb

$K^- p \to \Xi^\circ(1870) + X$, $\Xi^\circ(1870) \to \Xi^- \pi^+$: $\sigma \approx 4.7 \pm 1.7$ µb

$K^- p \to \Xi^\circ(2120) + X$, $\Xi^\circ(2120) \to \Xi^- \pi^+$: $\sigma \approx 3.7 \pm 1.4$ µb

$K^- p \to \Xi^\circ(2200) + X$, $\Xi^\circ(2200) \to \Xi^- \pi^+$: $\sigma \approx 4.1 \pm 1.4$ µb

$K^- p \to \Xi^-(1853) + X$, $\Xi^-(1853) \to \Xi^\circ(1530)\pi^-$: $\sigma \approx 4.9 \pm 1.4$ µb

$K^- p \to \Xi^-(2117)? + X$, $\Xi^-(2117)? \to \Xi^\circ(1530)\pi^-$: $\sigma \approx 1.7 \pm 0.8$ µb

$$K^- p \to \Xi^-(1867) + X \qquad \sigma \approx 4.2 \pm 1.4\ \mu b$$
$$\hookrightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^-$$

$$K^- p \to \Xi^-(2272) + X \qquad \sigma \approx 7.3 \pm 2.4\ \mu b$$
$$\hookrightarrow \Xi^- \pi^+ \pi^-$$

Il s'agit, bien sûr, de valeurs approximatives, basées sur des déterminations qui peuvent être erronées du fond non-résonnant ; les erreurs ne sont données qu'à titre indicatif ; si on voulait tenir compte de l'imprécision dans la détermination du fond, on devrait certainement les doubler.

Il est remarquable que la production de Ξ^-'s à travers la désintégration de Ξ^*'s semble être, à notre énergie, un processus fréquent. Même négligeant les autres modes de désintégration des résonances observées (par exemple $\Xi^-(1530) \to \Xi^- \pi^\circ$), les processus du type

$$K^- p \to \Xi^* + X$$
$$\hookrightarrow \Xi^- + \ldots$$

ou

$$K^- p \to \Xi^* + X$$
$$\hookrightarrow \Xi^* + \ldots$$
$$\hookrightarrow \Xi^- + \ldots$$

représentent au moins $\sim$ 50 - 60 μb, soit presque la <u>moitié</u> de la section efficace inclusive de production des Ξ^-.

RESUME DES CONCLUSIONS SUR LA RECHERCHE DE RESONANCES Ξ^{*} DANS $K^{-}p$ A 14.3 GeV/c

L'ensemble des observations antérieures est résumé dans le tableau ci-après :

Résonances Ξ^{*} dans les interactions $K^{-}p$ à 14,3 GeV/c
Structures observées

Masse (MeV)	Largeur observé (MeV)	Mode de désintégration	Nb.d'événements non pondérés
1534±2	16±2	$\Xi^{-}\pi^{+}$	138±14
? 1632±4	< 20	$\Xi^{-}\pi^{+}$	28±10
1758±12	40±20	$\Xi^{-}\pi^{+}$	42±15
(1825)	98±4	$Y\bar{K}$	84±17
1853±11	64±44	$\Xi^{\circ}(1530)\pi^{-}$	29±8
1867±9	< 20	$\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$	25±8
1874±4	17±4	$\Xi^{-}\pi^{+}$	28±10
1977±9	67±29	$Y\bar{K}$	57±14
2119±5	24±12	$\Xi^{-}\pi^{+}$	22±8
(2117±27	10±5 ?	$\Xi^{\circ}(1530)\pi^{-}$	10±5)
2203±5	< 20	$\Xi^{-}\pi^{+}$	24±8
2272±14	90±28	$\Xi^{-}\pi^{+}\pi^{-}$	43±14
2392±14	41±7	$Y\bar{K}$	33±12
2604±25	150±60	$Y\bar{K}$	43±11

TABLEAU 5.9

En résumé cette analyse nous a permis :

a) de détecter la production des résonances Ξ^* suivantes, déjà observées dans d'autres expériences ;

$$\Xi(1530) \rightarrow \Xi^-\pi^+$$
$$\Xi(1630) \rightarrow \Xi^-\pi^+$$
$$\Xi(1825) \rightarrow Y\,\bar{K}$$
$$\Xi(1980) \rightarrow Y\,K^- \quad [= \Xi\,(2030)]$$
$$\Xi(2270) \rightarrow \Xi\,\pi\pi$$
$$\Xi(2390) \rightarrow Y\,\bar{K} \quad [= \Xi\,(2400)]$$

b) de <u>confirmer</u> la production du $\Xi(2120)$ dans <u>deux nouveaux modes</u> de désintégration

$$\Xi(2120) \rightarrow \Xi^-\pi^+$$
$$\Xi(2120) \rightarrow \Xi^\circ(1530)\pi^-$$

c) de suggérer les nouvelles résonances Ξ^* suivantes :

$$\Xi(1760) \rightarrow \Xi^-\pi^+$$
$$\Xi(1870) \rightarrow \Xi^-\pi^+ \text{ (et aussi probablement, } \Xi^\circ(1530)\pi^-, \Xi^-\pi^+\pi^-)$$
$$\Xi(2200) \rightarrow \Xi^-\pi^+$$
$$\Xi(2600) \rightarrow Y\bar{K}$$

CHAPITRE VI

RESUME DE LA SITUATION EXPERIMENTALE DES RESONANCES Ξ^* ET COMPARAISON AVEC DES MODELES

-:-:-:-:-

Nous avons exposé dans le chapitre antérieur la méthode et les résultats de la recherche de résonances Ξ^* dans notre expérience. Nous ferons maintenant une synthèse de l'ensemble des données publiées jusqu'à présent, où les résultats exposés au chapitre précédent seront intégrés ; nous comparerons ensuite cet ensemble de données aux prédictions de la symétrie SU(3) ; de même, les prédictions de modèles de quarks et de la symétrie SU(6) en ce qui concerne les résonances Ξ sont comparées à la situation expérimentale. Enfin, nous utilisons le diagramme de Chew-Frautschi pour interpréter d'une façon approximative les indications expérimentales de Ξ^* de masse élevée.

1. La situation expérimentale mondiale

Nous résumons, dans les tableaux I, II et III, la situation expérimentale des résonances Ξ^* dans les modes de désintégration $\Xi\pi$ (tableau I), $\Xi\pi\pi$ et $\Xi^*\pi$ (tableau II) et $Y\bar{K}$ (tableau III) rapportés jusqu'à présent.

Les observations expérimentales ont été cataloguées par ordre croissant de masse dans chaque tableau. Le nombre d'événements est celui donné par les auteurs ; si cette indication n'est pas donnée nous l'avons déduite approximativement des distributions de masse effective publiées, en précisant qu'il s'agit d'une valeur approximative. Pour l'expérience BMST 70, le nombre d'événements donnés est pondéré, et il n'est donc pas comparable directement avec les autres : dans ce cas particulier nous précisons qu'il s'agit d'un nombre pondéré et le chiffre en question est mis entre parenthèses ; aussi entre parenthèses le nombre d'événements d'un pic où plusieurs modes de désintégration ont été ajoutés.

On doit d'ailleurs être prudent dans la compilation des résultats d'expériences qui somment plusieurs modes de désintégration ; si parfois, le pic résultant est réellement significatif statistiquement l'évidence de la résonance en question dans tous les modes additionnés est beaucoup moins sûre (exemple : Badier 72). Dans l'analyse de l'évidence de telle ou telle résonance dans un mode de désintégration déterminé nous pensons que les données de ce type doivent être exclues.

Les résultats que nous avons obtenus dans notre expérience sur les interactions $K^- p$ à 14,3 GeV/c (voir chapitre V) ont été inclus dans la compilation des tableaux I, II, III, et signalés par une flèche.

Dans les figures 1,2,3, nous montrons les mêmes données en ce qui concerne la masse, l'erreur sur la masse et le nombre d'événements de chaque structure observée.

Nous ne discuterons pas ici en détail chacune des indications expérimentales cataloguées dans les tableaux I, III ou dans les figures 1-3. Un certain nombre de révisions critiques ont été faites dans les articles de HEMINGWAY (BMST 70) [25] , G. KALBFLEISCH [33] , G. YODH [50] , G.C. MONETI [51].

Nous nous sommes limités, dans le tableau IV qui est montré plus loin, à une tentative d'organisation des données existantes ; nous rangeons ensemble des observations voisines en masse dans le même mode de désintégration, de largeurs approximativement compatibles ; des observations de masse très proche, dans des modes de désintégration différents, sont aussi rapprochées. Les valeurs de masse indiquées sont des valeurs intermédiaires entre plusieurs observations.

Les données expérimentales rangées dans le tableau IV suggèrent au moins 13 Ξ^* de masse $\leq$ 2600 MeV, dont 8 observés dans plus d'une expérience.

Nous essaierons de comparer ce spectre expérimental aux différents modèles de classification des particules dans les sections suivantes.

ETAT FINAL : $\Xi\pi$

Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Nb. d'év.	P_{lab} GeV/c	(2) Référence
(O) 1531.78±0.34	9.14±0.48			
(-) 1535.18±0.84	10.1 ±1.9	-	-	[4]
1606±6	21±7	29	3.1 - 3.6	ROSS 72
→ 1632±4	< 20	28	14.3	
1633±12	40±15	34	1.9 - 2.1	BELLEFOND 75
1635±10	57±18	40	2.9	BMST 70
1646±6	21±14	~ 9	$\bar{K}$ d 2.9	SCHMIDT 73
→ 1758±12	40±20	42	14.3	
1762±8	51±13, 58±13	(28) $\Xi\pi$, $\Xi\pi\pi$, $Y\bar{K}$	3.95	BADIER 72
1795±10	99±31	(65 pondérés)	2.9	BMST 70
→ 1874±4	17±4	28	14.3	
1894±18	98±23	66	2.6	DAUGER 69
1900±12	63±78	~ 24	4.9	DIBIANCA 75
1930±20	80±40	27	4.6-5.0	ALITTI 68
1933±16	140±35	35	3	BADIER 65
1952±11	38±10	25	3.1-3.6	ROSS 73
1954±9	129±30	(110 pondérés)	2.9	BMST 70
1955±14	56±26	21	5.5	GOLDWASSER 70
1956±6	35±11	(29) $\Xi\pi$, $\Xi\pi\pi$, $Y\bar{K}$	3.95	BADIER 72
→ 2119±5	24±12	22	14.3	
→ 2203±5	< 20	24	14.3	

TABLEAU I

Résumé de la situation expérimentale des Ξ^{*} (1)
(MAI 1976)

ETAT FINAL : $\Xi^*\pi$ et $\Xi\pi\pi$

Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Nb. d'év.		P_{lab} GeV/c	(2) Réf.
1807±27	85±58	?	$\Xi^*\pi, \Xi\pi\pi$	4.9	DIBIANCA 75
1820±12	82±42	(55 pond.)	$\Xi^*\pi$	2.9	BMST 70
[1823]	[21]	~53	$\Xi^*\pi$	4.2	ACNO 76
1825	≤ 100	?	$\Xi^*\pi$	3.1-3.6	ROSS 73
→ 1853±11	64±44	29	$\Xi^*\pi$	14.3	
→ 1867±9	< 20	25	$\Xi\ \pi\pi(-\Xi^*\pi)$	14.3	
1961±8	42±35	(40 pond.)	$\Xi^*\pi$	2.9	BMST 70
2044±8	60±24	35	$\Xi^*\pi, \Xi\pi\pi$	4.9	DIBIANCA 75
→ 2117±27	< 20	10	$\Xi^*\pi$	14.3	
2244±52	130±80	35	$\Xi\pi\pi + Y\bar{K}\pi$	10	BARTSCH 69
→ 2272 ±14	90 ±28	43	$\Xi\pi\pi(-\Xi^*\pi)$	14.3	
2295 ± 15	< 30	18	$\Xi\pi\pi$	5.5	GOLDWASSER 70
2392±27	75±69	∿ 21	$\Xi\pi\pi$	4.9	DIBIANCA 75
2500±10	59±27	45	$(\Xi\pi\pi + Y\bar{K}\pi)$	10	BARTSCH 69

TABLEAU II

Résumé de la situation expérimentale des Ξ^* (1)

(MAI 1976)

Résumé de la situation expérimentales des Ξ^{*}(1)
(MAI 1976)

Etat final : $Y\bar{K}$

Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Nb.d'év.	P_{Lab} GeV/c	(2) Réf.
1814±4	(12±4)	30	3	BADIER 65
1817±7	30±7	29	2.7	SMITH 65
1821±5	12±4	30	3.1-3.6	ROSS 73
1823±2	21±7	130	4.2	ACNO 76
→ (1825)	(98±4)	87	14.3	
1830±10	103^{+38}_{-24}	25	$K^{-}n$ 3.6-3.9	CRENELL 70
1830±10	85^{+40}_{-20}	40	4.6-5	ALITTI 69
1854±12	56±14	(35) $\Sigma^{-}\bar{K}^{\circ}$	2.9	BMST 70
1871±11	58±39	(65) $\Lambda\bar{K}^{\circ}$	2.9	BMST 70
→ 1977±9	67±29	57	14.3	
2019±7	33±17	15	3.1-3.6	ROSS 73
2021±3	31±12	167	4.2	ACNO 76
2030±10	45^{+40}_{-20}	42	3.9-5	ALITTI 69
2058±17	57±30	40($Y\bar{K}$+$Y\bar{K}\pi$)	10	BARTSCH 69
2123±7	25±12	42	4.2	ACNO 76
→ 2392±14	41±7	33	14.3	
2430±20	150^{+60}_{-40}	30	4.6-5	ALITTI 69
→ 2604±25	150±60	43	14.3	

TABLEAU III

(1) Le mode d'organisation du tableau est expliqué dans le texte.

(2) Références pour les tableaux I,II,III :

BADIER 65 [44] , SMITH 65 [45], ALITTI 68 [46] , ALITTI 69 [37] , BARTSCH 69 [32] , DAUBER 69 [5], BMST 70 [25], CRENELL 70 [47] , GOLDWASSER 70 [13] , BADIER 72 [10] , ROSS 72 [30] , ROSS 73 [38], SCHMIDT 73 [34] , BELLEFOND 75 [35,48] , DIBIANCA 75 [49], ACNO 76 [26,27]

$\Xi^* \longrightarrow \Xi\pi$

Données expérimentales (Mai 1976)

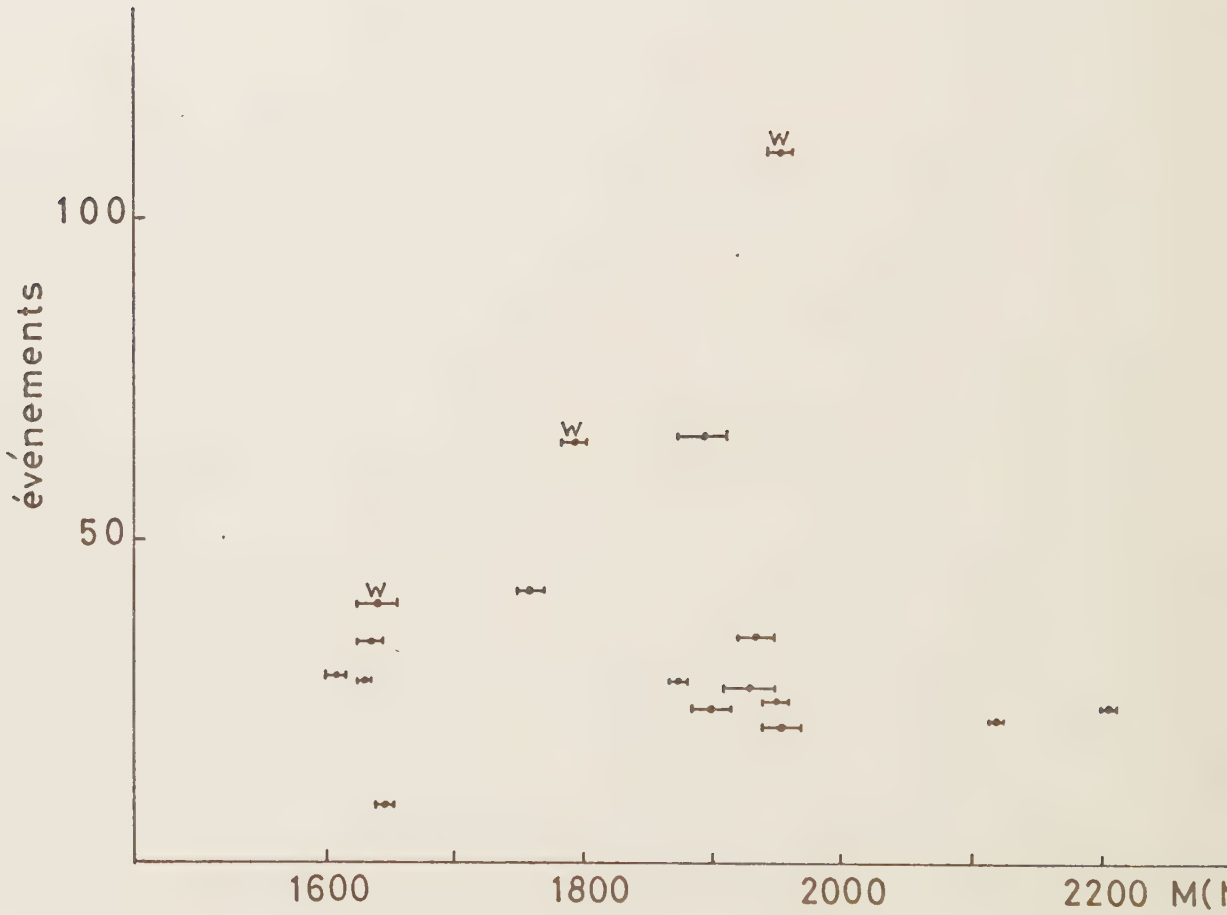


Fig.1

$\Xi^{*} \longrightarrow \Xi^{*}(1530)\pi\,,\Xi\pi\pi$

Données expérimentales (Mai 1976)

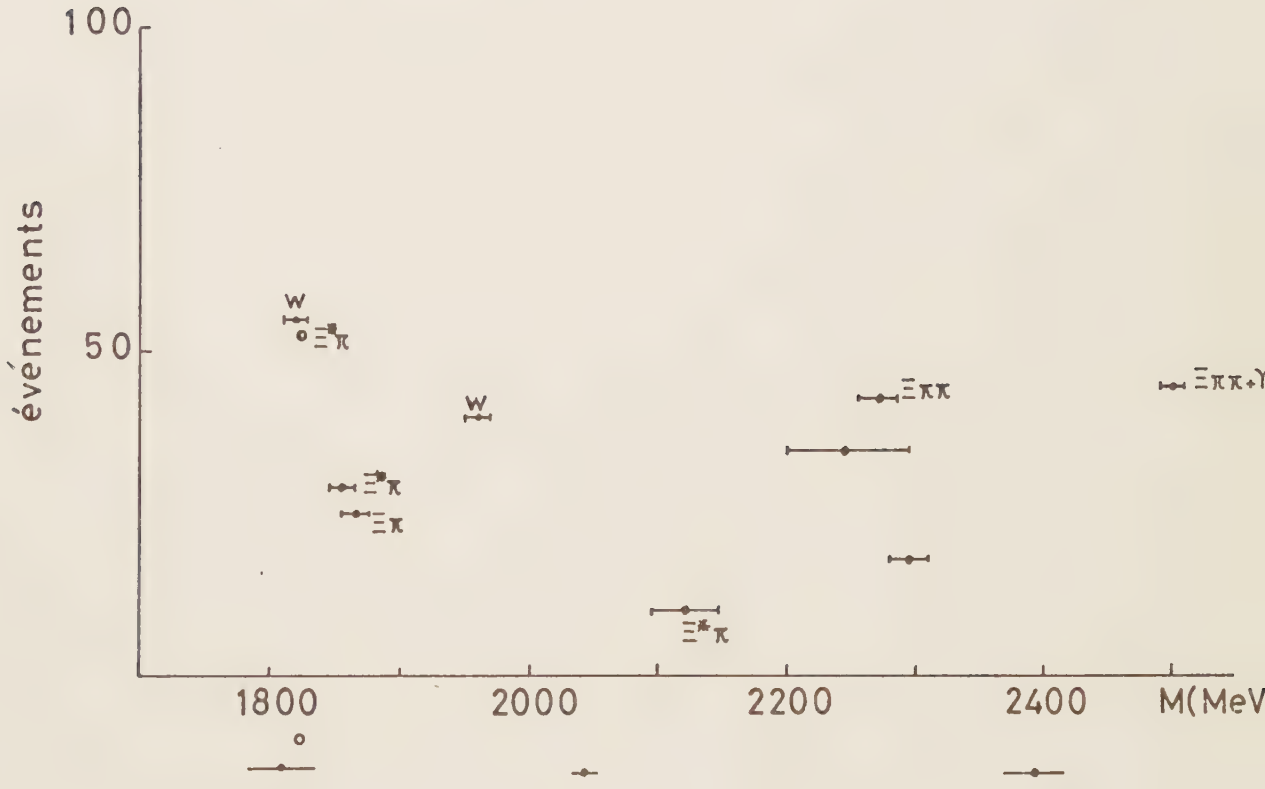


Fig. 2

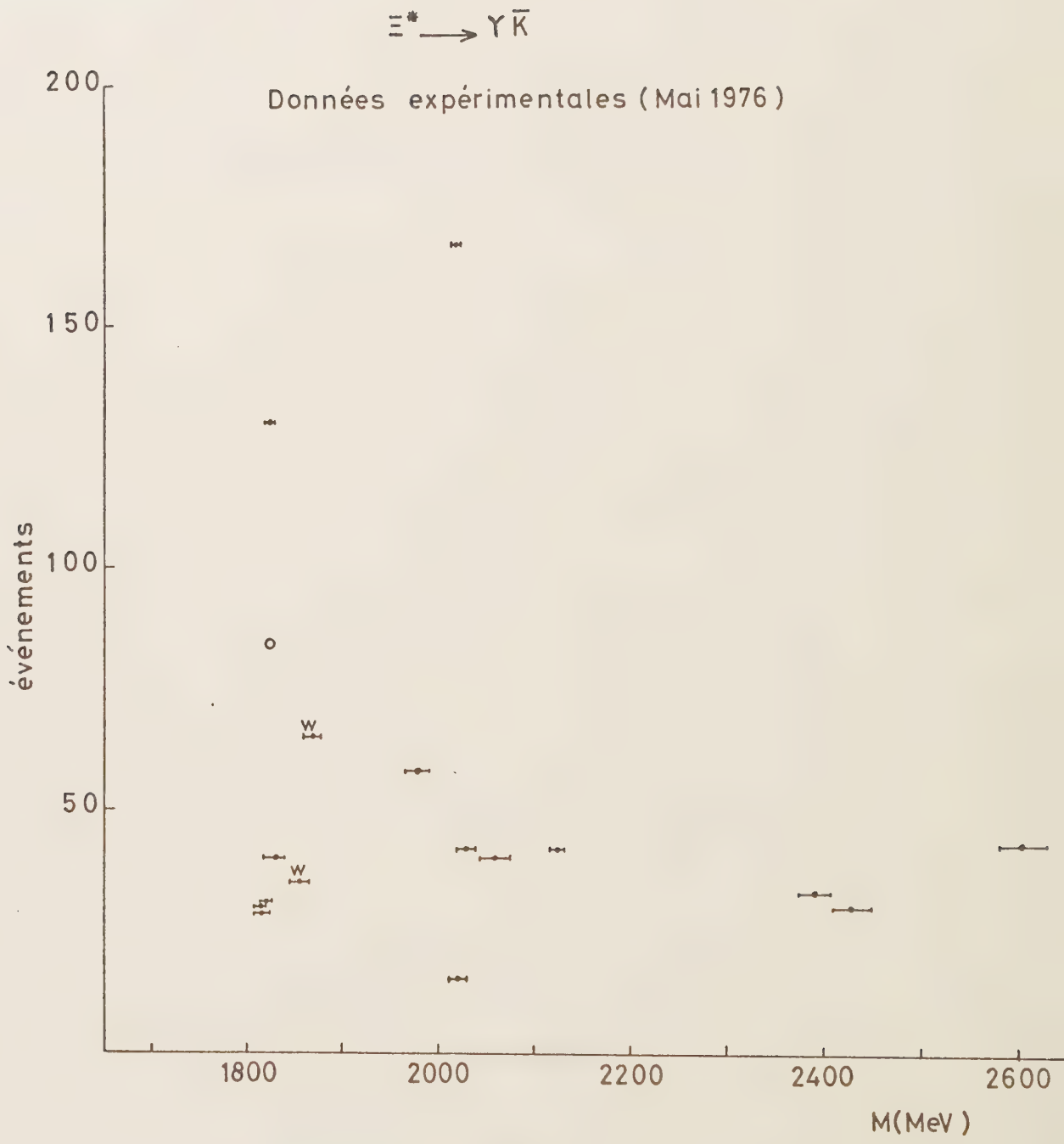

Ξ* ⟶ Υ K̄
Données expérimentales (Mai 1976)
200
150
100
50
événements
1800
2000
2200
2400
2600
M(MeV)

Fig.3

2. Le spectre des Ξ^* à la lumière de SU(3),

Plusieurs tentatives d'ajustement du modèle SU(3) aux données expérimentales disponibles sur le spectre des baryons ont été faites jusqu'à présent.

La façon de procéder de tous les auteurs de tels ajustements est en gros la même : dans chaque multiplet on utilise les données expérimentales sûres (expériences de formation) sur les masses et les rapports de branchement de chaque particule ; à partir de ces données, on cherche à déduire les caractéristiques des membres manquants.

Nous montrons dans le Tableau V les prédictions de deux ajustements de SU(3), celui de Plane et al [52] et celui de Samios et al [36] pour les masses et les largeurs partielles des Ξ^* autres que le $\Xi(1530)$. Une discussion sommaire de l'interprétation des données expérimentales en terme de ces prédictions est faite dans la référence [36], et conduit aux hypothèses indiquées dans le tableau IV. Nous allons comparer les données expérimentales avec les prédictions pour chaque multiplet de SU(3).

a/ $J^P = 3/2^-$

La résonance $\Xi(1820)$, de masse et largeurs 1823 ± 2 MeV, et 21 ± 7 MeV respectivement a été étudiée récemment avec une bonne statistique [27]. Les valeurs mesurées pour sa masse et largeur sont d'accord avec celles prédites pour le Ξ^* de $J^P = 3/2^-$ de SU(3). Pour les rapports de branchement, on a

	$R(\Xi\pi/\Lambda\bar{K})$	$R(\Sigma\bar{K}/\Lambda\bar{K})$	$R(\Xi^*\pi/\Lambda\bar{K})$
Expérience	< 0.36	0.24±0.10	1.0±0.3
Samios 74 :	0.38	1.1	
Plane 70 :	0.57	0.7	

Bien que l'accord qualitatif avec SU(3) soit raisonnable (le mode $\Xi\pi$ est beaucoup plus faible que $Y\bar{K}$), on voit apparaître une discordance importante dans le rapport $\Sigma\bar{K}$ / $\Lambda\bar{K}$.

b/ $J^P = 5/2^-$

On fait correspondre à ce multiplet l'état trouvé en $\Xi\pi$ de masse vers 1950 MeV dans plusieurs expériences, dont les mesures de largeur donnent des résultats assez contradictoires.

Une seule expérience (BMST 70) prétend voir cette résonance dans le mode de désintégration $\Xi(1530)\pi$ mais son évidence est assez ambigüe car il s'agit d'un effet au bord de l'espace de phase.

L'accord qualitatif entre les prédictions de SU(3) et les résultats expérimentaux sont raisonnables

	M(MeV)	Γ(MeV)	$R(\Lambda\bar{K}/\Xi\pi)$	$R(\Sigma\bar{K}/\Xi\pi)$	$R(\Xi^*\pi/\Xi\pi)$
Expérience	1930-1960	35-140	vu seulement en $\Xi\pi$ (peut-être 1 fois en $\Xi^*\pi$)		
Plane 70	1950	102	0.2	0.3	
Samios 74	1953	89	0.2	0.3	0.3

c/ $J^P = 5/2^+$

Les prédictions de SU(3) indiquent un Ξ^* de masse autour de 2000 MeV, qui serait visible presque exclusivement en $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$.

Dans les modes de désintégration $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$, il existe de bonnes indications expérimentales pour un Ξ^* de masse entre 2019-2058 MeV (non visible dans d'autres modes) ; la meilleure détermination de masse et largeur pour cet état est celle de la collaboration ACNO [27] avec 2021 ± 3 et 31 ± 12 MeV, respectivement (167 événements).

Nous admettrons que notre propre détermination d'un état résonnant dans cette région de masse (M = 1977 ± 9, Γ = 67 ± 29 MeV , 57 événements en $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$) se rapporte à la même résonance, mais il n'est pas exclu qu'un autre état de masse plus basse soit aussi présent dans nos données, surtout dans le mode $\Lambda\bar{K}$.

L'accord qualitatif entre les prédictions de SU(3) et l'expérience semble raisonnable, comme on peut voir de la comparaison suivante :

	M(MeV)	Γ(MeV)	$\Gamma_1(\Sigma\bar{K})/\Gamma$	$\Gamma_2(\Lambda\bar{K})/\Gamma$
Expérience :	1977-2058	31-67	vu en $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$;	$\Sigma\bar{K}$ semble dominant
Plane 70	1985	30	0.8	0.2
Samios 74	2002	62	0.7	0.2

d/ $J^P = 7/2^-$

L'ajustement de Samios 74 prévoit un Ξ^* de $J = 7/2^-$, de masse 2370 ± 230 MeV, de largeur ∿ 120 MeV. Comme la prédiction de masse est très incertaine pour ce multiplet toute tentative de correspondance entre des déterminations expérimentales et SU(3) n'est que pure conjecture pour le moment.

Il existe trois indications expérimentales de Ξ^* de masses vers 2400 MeV, deux dans les modes $\Sigma\bar{K}$ et $\Lambda\bar{K}$ et une en $\Xi\pi\pi$, mais il nous semble difficile d'estimer leur accord avec les prédictions pour le multiplet $7/2^-$ de SU(3), comme il ressort du tableau suivant :

	M(MeV)	Γ(MeV)	modes de désintégration (largeurs partielles)
Expériences	2392± 14	41±7	vu en $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$
	2430 ± 20	150^{+60}_{-40}	vu en $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$
	2392 ± 27	75 ± 69	vu en $\Xi\pi\pi$
Samios 74	2370±230	∿ 120	ΛK : 42.3 ; $\Sigma\bar{K}$: 46.4 $\Xi\pi$:21.9 N

e) $J^P = 7/2^+$

La résonance trouvée dans le mode ΛK^- par la collaboration A.C.N.O., de masse vers 2130 MeV [27] semble un bon candidat pour ce multiplet. Notre propre observation de cette résonance dans les modes de désintégration $\Xi\pi$ et $\Xi^*\pi$ (et faiblement en $Y\bar{K}$) vient renforcer son évidence expérimentale.

	M(MeV)	Γ(MeV)	Modes de désintégration
Expériences	2123 ± 7	25±12	ΛK
	2117 ± 27	< 20	$\Xi^*\pi$
	2119 ± 5	24±12	$\Xi\pi$
Plane 70 :	2160	65	$\Lambda\bar{K}/\Xi\pi/\Sigma\bar{K} \sim 26/21/15$
Samios 74 :	2130±30	∿50	$\Lambda\bar{K}/\Xi\pi/\Sigma\bar{K}/\Xi\pi \sim 17/13/9/3$

Il semble avoir un accord raisonnable, qualitativement, entre les résultats des expériences et les prédictions de SU(3).

f) $J^P = 1/2^-$

Aucun candidat Ξ^* n'avait été trouvé pour occuper sa place dans le nonet $1/2^-$. Les prédictions récentes de SU(3) s'accordent pour un Ξ^* large avec mode $\Xi\pi$ dominant mais leurs prédictions de masse sont trop vagues (1835±160 MeV pour Samios 74).

On peut spéculer sur le rattachement d'un des deux états que nous avons trouvé dans le mode de désintégration $\Xi\pi$ (et aussi, probablement, en $\Xi\pi\pi$, $\Xi^*\pi$) au multiplet $1/2^-$:

Expérience :	1758±12	40±20	$\Xi\pi$
	1874±4	17±4	$\Xi\pi$
Samios 74 :	1835 60	75	$\Xi\pi/\Sigma\bar{K}/\Lambda\bar{K}/\Xi\pi \sim 45/9/9/6$ M

D'autres hypothèses de spin-parité sont cependant envisageables pour ces résonances ; en particulier, elles pourraient (avec le $\Xi(1820) \to \Lambda\bar{K}$) avoir $J^P = 3/2^-$ dans le cadre de $SU(6)_W$ [53, 54] mais les données actuelles sont trop insuffisantes pour vérifier cette conjecture.

g/ Conclusions

Nous avons fait, dans le Tableau IV une tentative de rangement des indications expérimentales de résonances Ξ en les rattachant, si possible, aux différents multiplets de SU(3).

Entre parenthèses, nous indiquons le nombre d'expériences qui ont trouvé une résonance dans la région de masse, et le mode de désintégration indiqués.

TABLEAU IV

Données expérimentales pour les Ξ^* et prédictions de SU(3)

Mode de désintégration				J^P(SU(3))
$\Xi\pi$		$\Xi^*\pi$, $\Xi\pi\pi$	$Y\bar{K}$	
1530				$3/2^+$
1606 ?	(1)			
1630	(5)*			
1760	(3)*			
		1820 (4)	1820(>5)	$3/2^-$
1870	(1)*			
1950	(6)	1960 (1)		$5/2^-$
		$\sim$ 2040 (1)	2020(5)*	$5/2^+$
2120	(1)*	2120 (1)*	2120 (1)	$7/2^+$
2200	(1)*			
		2270 (3)*		
		2390 (1)	2390(1)*	
			2430(1)	$7/2^-$
		? 2500 (1)		
			2600 (1)*	

L'astérisque signale les endroits où notre expérience a apporté une contribution.

Même si on ne prend en considération que les états signalés au moins par deux groupes dans le même état final, il y a des indications pour trois Ξ^* non prévus dans le cadre des multiplets usuels de SU(3) :

Ξ ($\sim$ 1630), Ξ ($\sim$ 1760), Ξ ($\sim$ 2270)

TABLEAU V

J^P	$1/2^-$		$3/2^-$		$5/2^-$	
M (MeV)	Plane 70 $\sim$ 1825	Samios 74 $\sim$ 1835	Plane 70 $\sim$ 1800	Samios 74 $\sim$ 1820	Plane 70 1950	Samios 74 1953
Γ (MeV)	152	75	16	20	102	89
Γ_i (MeV) :						
$\Xi\pi$	62	45.1	4	3.0	70	47.3
$\Sigma\bar{K}$	17	9.0	5	8.7	18	14.7
$\Xi\eta$					0	0.04
$\Lambda\bar{K}$	80	9.0	7	8.0	14	8.7
$\Xi^*\pi$		5.7				15.6
$\Sigma^*\bar{K}$						2.7
$\Sigma^*\eta$				0.3		

J^P	$5/2^+$		$7/2^-$		$7/2^+$	
M (MeV)	1985	2002	-	$\sim$ 2370	2160	2130
Γ (MeV)	30	62		120	65	50
Γ_i (MeV) :						
$\Xi\pi$	0	0.5		21.9	21	13.3
$\Sigma\bar{K}$	25	43.6		46.4	15	9.4
$\Xi\eta$	0	1.7		11.4	3	1.5
$\Lambda\bar{K}$	5	13.3		42.3	26	16.9
$\Xi^*\pi$		1.9				2.6
$\Sigma^*\bar{K}$		1.1				5.3
$\Sigma^*\eta$						0.01

Prédictions de SU(3) pour les résonances Ξ^* (ajustements de Plane 70 et Samios 74)

3. Prédictions de modèles à symétrie plus élevée

Plusieurs tentatives ont été faites ces dernières années pour interprêter le spectre des baryons dans le cadre de symétries plus élevées que SU(3), SU(6) en particulier.

Nous avons compilé dans la fig.4 et dans les tableaux VI et VII, les prédictions de ces analyses en ce qui concerne le spectre de masse des résonances Ξ^* . Les résultats des deux analyses représentées dans la figure 4 (HORGAN 74 [55,56] et JONES 73 [53]) se réfèrent explicitement à un modèle de quarks. Une autre analyse, faite par Fairman et Plane 72 [54] est le résultat d'un ajustement de l'ensemble des données expérimentales à la symétrie $SU(6)_W$ pour les états de parité négative, et conduit à des prévisions pour les rapports de branchement du $\Xi(1940)5/2^-$ et aussi (sous certaines conditions) du $\Xi(1820)\ 3/2^-$ (Tableau VI). Dans le tableau VII, nous reproduisons des valeurs de la masse et des largeurs partielles $_{\text{prévues}}$ pour les Ξ^* $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$ par l'analyse de Jones et al. (pour une comparaison des méthodologies de ces analyses, voir [57]).

Il est clair que la plupart de ces prédictions ne sont pas vérifiables actuellement, vu l'imprécision et la rareté des données expérimentales disponibles. Nous avons cependant déjà fait remarquer (§2, conclusions) que la possibilité d'un $\Xi(1630)$ suggère la nécessité d'avoir recours -même dans l'état actuel des connaissances expérimentales- à des multiplets de SU(3) autres que ceux considérés plus haut (voir p.ex. [59]) ; l'analyse de HORGAN 74 prédit un état $\Xi\ S_{11}$ vers 1590 MeV qui pourrait peut-être s'associer au $\Xi(1630)$ observé expérimentalement.

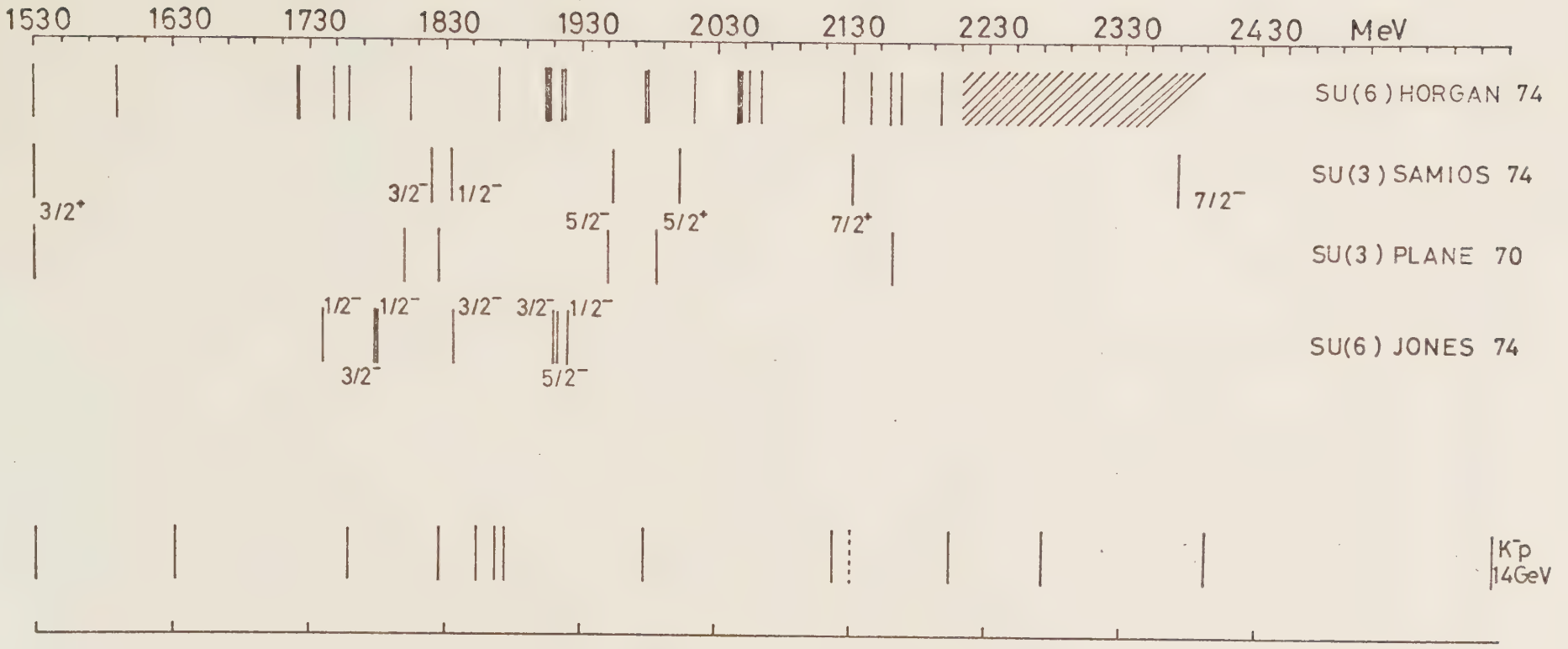

1530
1630
1730
1830
1930
2030
2130
2230
2330
2430
MeV
SU(6) HORGAN 74
SU(3) SAMIOS 74
SU(3) PLANE 70
SU(6) JONES 74
3/2+
3/2−
1/2−
5/2−
5/2+
7/2+
7/2−
1/2−
1/2−
3/2−
3/2−
1/2−
3/2−
5/2−
K⁻p
14GeV

Fig. 4

TABLEAU VI

Prédictions de FAIMAN et PLANE (1972) [54] pour les résonances Ξ^* dans le cadre de $SU(6)_W$

J^P	M (MeV)	Γ (MeV)	Largeurs partielles (MeV) $\Xi\pi$	$\Sigma\bar{K}$	$\Lambda\bar{K}$	$\Xi^*\pi$
$3/2^-$	1820	31	0.3	12.6	11.7	6.7
$5/2^-$	1940	107	70.4	9.4	18.7	8.4

TABLEAU VII

Jones et al. (1974) (1)

Prédictions pour Ξ^* -états $(70,1)^-$

J^P	Masse (MeV) (2)	Largeur partielle (MeV) (2)		
$1/2^-$	1740/1738	$\Xi\eta$ (S)	10/5.5	
		$\Sigma\bar{K}$ (S)	94	
		$\Lambda\bar{K}$ (S)	5.5/7.4	
		$\Xi^*\pi$ (D)	0.14	
				110
$1/2^-$	1782/1777	$\Xi\pi$ (S)	147	
		$\Sigma\bar{K}$ (S)	0.08/0.06	
		$\Lambda\bar{K}$ (S)	66/59	
		$\Xi^*\pi$ (D)	< 0.05	
				213
$1/2^-$	1921/1919	$\Xi\pi$ (S)	13/8.5	
		$\Sigma\bar{K}$ (S)	14/11	
		$\Xi\eta$ (S)	3.2/4.6	
		$\Lambda\bar{K}$ (S)	8.4/13	
		$\Sigma^*\bar{K}$ (D)	0.65	
		$\Xi^*\pi$ (D)	7.1	
				46
$3/2^-$	1780/1784	$\Xi\pi$ (D)	< 0.05	
		$\Sigma\bar{K}$ (D)	3.4	
		$\Lambda\bar{K}$ (D)	2.1	
		$\Xi^*\pi$ (S)	54	
		$\Xi^*\pi$ (D)	< 0.05	
				60
$3/2^-$	1838/1833	$\Xi\pi$ (D)	8.0	
		$\Sigma\bar{K}$ (D)	3.3/6.2	
		$\Lambda\bar{K}$ (D)	9.1	
		$\Xi^*\pi$ (S)	12/7.5	
		$\Xi^*\pi$ (D)	2.1	
				34

J^P	Masse (MeV) (2)	Largeur partielle (MeV) (2)		
$3/2^-$	1921/1909	$\Xi\pi$ (D)	8.1/6.2	
		$\Sigma\bar{K}$ (D)	5.2	
		$\Xi\eta$ (D)	0.05	
		$\Lambda\bar{K}$ (D)	4.4/5.6	
		$\Sigma^*\bar{K}$ (S)	55/48	
		$\Sigma^*\bar{K}$ (D)	0.31	
		$\Xi^*\pi$ (S)	31/38	
		$\Xi^*\pi$ (D)	4.0/3.0	
				110
$5/2^-$	1912/1909	$\Xi\pi$ (D)	5.9	
		$\Sigma\bar{K}$ (D)	6.7	
		$\Sigma\eta$ (D)	0	
		$\Lambda\bar{K}$ (D)	15	
		$\Sigma^*\bar{K}$ (D)	0.08/0.06	
		$\Xi^*\pi$ (D)	6.0	
				87

(1) Réf. [53].

(2) Les deux valeurs de masse et largeur correspondent aux deux solutions d'un ajustement de Jones et al. Pour les largeurs partielles une seule valeur est donnée si la différence entre les deux solutions est inférieure à 10%. Pour les désintégrations en onde S, l'accord entre les prédictions et les valeurs mesurées pour les résonances connues est moins bon que pour les ondes D.

4. Les résonances Ξ^* dans le diagramme de Chew-Frautschi

Nous avons analysé les conséquences du diagramme de Chew-Frautschi [58] pour les résonances Ξ^*. Dans ce diagramme, on représente en ordonnée les valeurs de spin et en abscisse le carré de la masse des résonances (figures 5 et 6) ; des diagrammes analogues ont été montrés dans la référence 36 .

a) Séquence $1/2^-$, $3/2^+$, $5/2^-$,...

Les droites qui unissent les $\Delta(1232)\ 3/2^+$, $\Delta(1950)\ 7/2^+$, $\Delta(2420)\ 11/2^+$; le $\Sigma(1385)\ 3/2^+$ et le $\Sigma(2030)\ 7/2^+$; le $N(1535)1/2^-$ et le $N(2100)5/2^-$, sont approximativement parallèles (fig.5).

On peut donc faire passer une autre parallèle par le $\Xi(1530)\ 3/2^+$ et regarder ses intersections avec les ordonnées $7/2^+$, $11/2^+$,...

On en conclut qu'il devrait exister les Ξ^* suivants : $\Xi(2130)7/2^+$, $\Xi(2600)11/2^+$, etc...

Dans le multiplet $5/2^-$ de SU(3), la formule de Gell-Mann -Okubo nous permet de prévoir avec précision (car il s'agit d'un multiplet sans mélange) l'existence d'un Ξ^*de masse 1950 MeV. Une résonance de masse $\sim$ 1950 MeV a été plusieurs fois observée bien que son spin-parité n'ait jamais été mesuré. Le diagramme de Chew-Frautschi prévoit comme récurrence à cette résonance $\Xi(1950)\ 5/2^-$ un état $\Xi(2450)\ 9/2^-$ (et aussi un Ξ ($\sim$ 1320) $1/2^-$ en dessous du seuil).

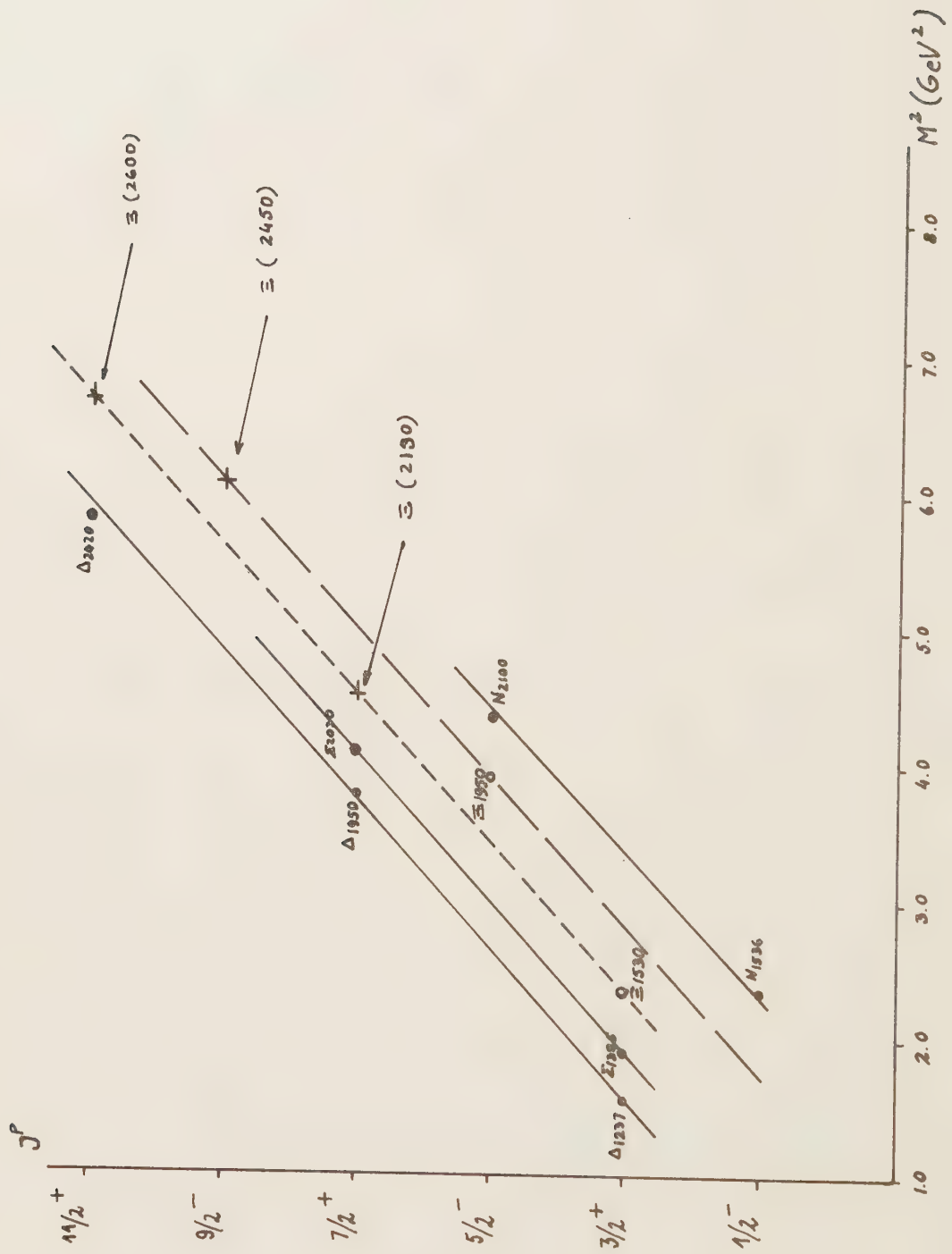

J^P
11/2^+
9/2^-
7/2^+
5/2^-
3/2^+
1/2^-
1.0
2.0
3.0
4.0
5.0
6.0
7.0
8.0
M^2 (GeV^2)
Ξ (2600)
Ξ (2450)
Ξ (2130)
Δ2420
Σ2070
Δ1950
Ξ1950
N2100
Ξ1530
Σ1385
Δ1237
N1536

FIG. 5

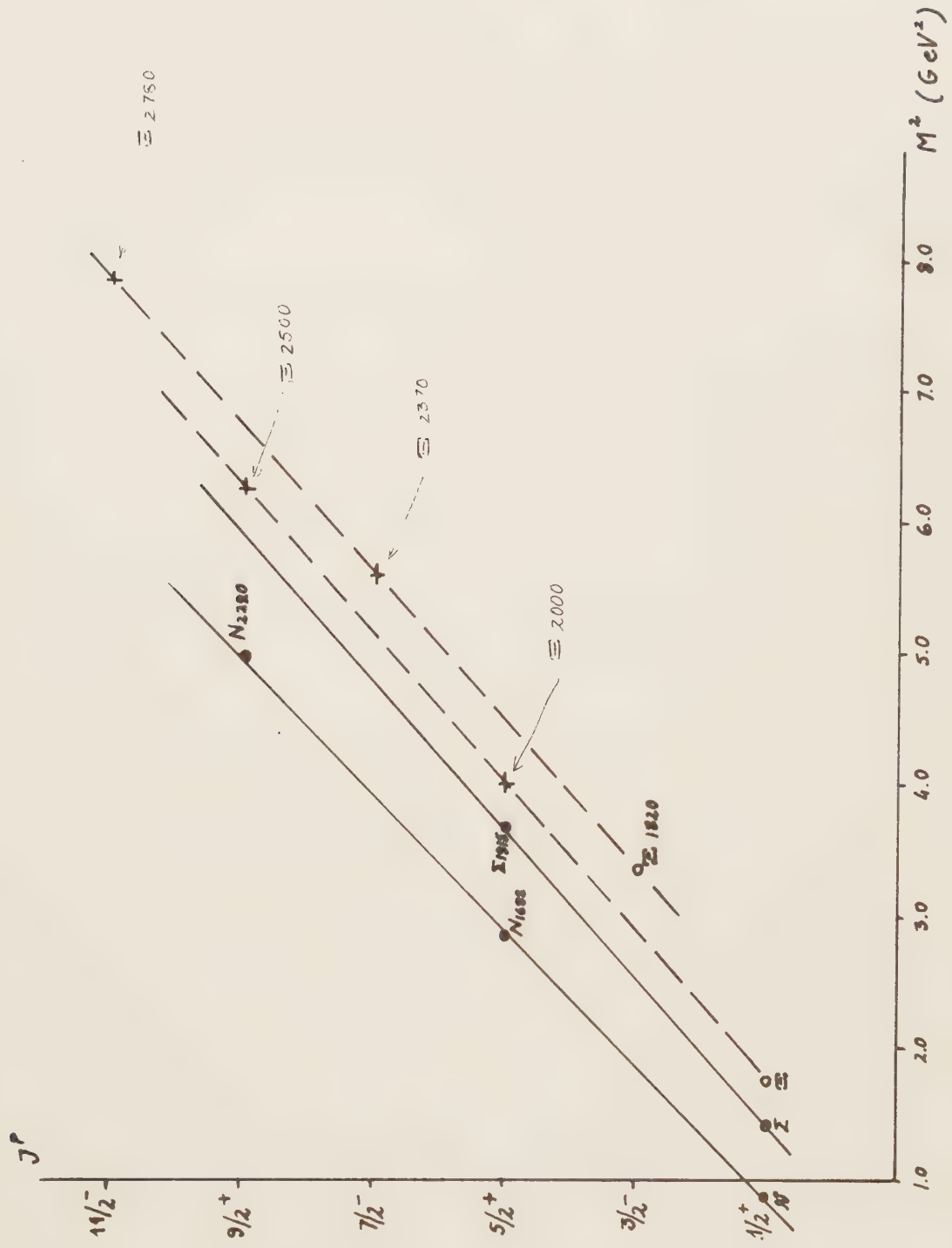

J^P
11/2^-
9/2^+
7/2^-
5/2^+
3/2^-
1/2^+
N
Σ
Ω
M² (GeV²)
1.0
2.0
3.0
4.0
5.0
6.0
7.0
8.0
N2220
N1688
Σ1915
Ω 1820
Ξ 2750
Ξ 2500
Ξ 2370
Ξ 2000

FIG. 6

b) Séquence $1/2^+$, $3/2^-$, $5/2^+$,...

L'imprécision dans la pente des trajectoires est plus grande ici que dans l'autre séquence. Pour tracer les trajectoires des Ξ^* nous utilisons la pente de Σ $1/2^+$, $\Sigma(1915)$ $5/2^+$.

Une trajectoire qui passe par le $\Xi(1320)$ donne les récurrences $\Xi(2000)5/2^+$ et $\Xi(2500)$ $9/2^+$. D'autre part, la formule de Gell-Mann-Okubo appliquée au multiplet $5/2^+$ nous permet de prévoir une résonance $\Xi(2020)$, en très bon accord avec la récurrence $\Xi(2000)5/2^+$.

Par ailleurs, si on utilise comme donnée l'état $\Xi(1820)$ trouvé expérimentalement, et si on admet qu'il a $J^P = 3/2^-$ on obtient les récurrences : $\Xi(2370)$ $7/2^-$, $\Xi(2780)11/2^-$.

c) Résumé des prédictions du diagramme de Chew-Frautschi

Données d'entrée	Prédictions du diagramme
$\Xi(1530)$ $3/2^+$	$\Xi(\sim 2130)$ $7/2^+$, $\Xi(\sim 2600)$ $11/2^+$
$\Xi(1950)$ $5/2^-$	$\Xi(\sim 2450)$ $9/2^-$
[illegible]	$\Xi(\sim 2000)$ $5/2^+$, $\Xi(\sim 2500)$ $9/2^+$
$\Xi(1820)$ $3/2^-$	$\Xi(\sim 2370)$ $7/2^-$, $\Xi(\sim 2780)$ $11/2^-$

Il y a un bon accord entre les prédictions de SU(3) pour les multiplets $5/2^+$, $7/2^-$ et $7/2^+$ et celles déduites du diagramme de Chew-Frautschi. Celui-ci prévoit, en plus, l'existence de Ξ^* de masses vers 2450, 2500, 2600 MeV, soit en tout quatre résonances entre 2350 et 2600 MeV. Il est intéressant de comparer ces extrapolations à la situation expérimentale dans les régions de masse élevées. Le tableau suivant résume la situation :

Expérience	Extrapolations par Chew-Frautschi	
2392 ± 27 ($\Xi\pi\pi$ Dibianca 75)	∿ 2370	$7/2^-$
2392 ± 14 ($Y\bar{K}$, notre expérience)		
2430 ± 20 ($Y\bar{K}$, Alitti 69)	∿ 2450	$9/2^-$
? 2500 ± 10 ($Y\bar{K}\pi$ $\Xi\pi\pi$, Bartsch 69)	∿ 2500	$9/2^+$
2604 ± 25 ($Y\bar{K}$, notre expérience)	∿ 2600	$11/2^+$

L'accord entre ces valeurs ne doit pas, cependant, être pris trop au sérieux ; dans ces régions de masses élevées, la résolution expérimentale est faible, et l'extrapolation dans le diagramme de Chew-Frautschi trop incertaine. Nous retiendrons que plusieurs Ξ^* existent vraisemblablement dans la région de masse 2350-2600 MeV et que leur séparation sera difficile.

C H A P I T R E VII

PRODUCTION DE Ω^- DANS LES INTERACTIONS K^-p A 14.3 GeV/c

-:-:-:-

I. Obtention des événements

En résultat d'une recherche systématique menée dans 2/3 de la statistique globale de notre expérience, nous avons trouvé 10 événements où un Ω^- est produit et se désintègre en ΛK^- et un onzième où il se désintègre en $\Xi^-\pi^\circ$.

La méthode employée a déjà été décrite au chapitre III (§, 3) ; les événements avec V chargé négatif et un V° qui avait bien vérifié l'hypothèse Λ,ont été soigneusement analysés ; un grand nombre de ces V chargés sont des Ξ^-. Une petite partie est compatible simultanément avec l'hypothèse $\Xi^- \to \pi^-$ et l'hypothèse $\Omega \to \Lambda K^-$: nous les avons considérés comme des Ξ^-. Dix événements sont compatibles avec la désintégration $\Omega^- \to \Lambda K^-$ et ne sont pas ambigüs avec $\Xi^- \to \Lambda\pi^-$; aucun de ces événements ne peut être ajusté à l'hypothèse $\Sigma^- \to n\,\pi^-$.

A part cette recherche de Ω^-'s dans le mode de désintégration ΛK^-, nous avons trouvé au dépouillement un événement du type

$$\Omega^- \to \Xi^-\pi^\circ$$
$$\qquad\quad \hookrightarrow \Lambda\,\pi^-$$

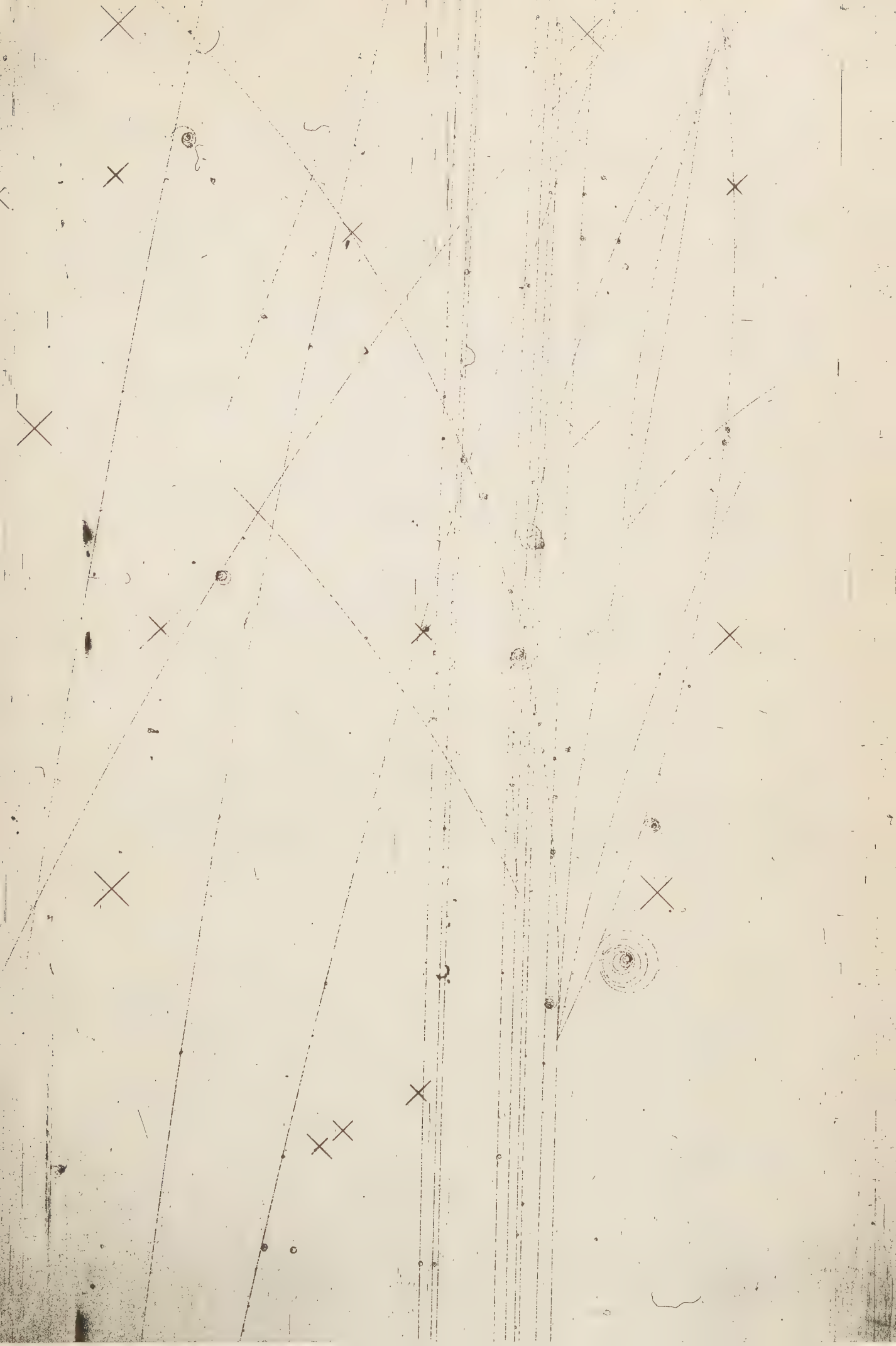
La photo de cet événement est montrée dans la page suivante.

Quelques caractéristiques des Ω^- trouvés sont décrites dans le tableau 7.1 ; leur géométrie est reproduite en détail dans l'Appendice IV.

Evénement n°	Topologie	$\Omega^- P_{lab}$ (GeV/c)	ℓ(cm)
1	211^-	2.708	4.48
2	411^-	2.313	13.36
3	411^-	1.330	4.93
4	411^-	1.582	4. 70
5	411^-	1.767	0.45
6	411^-	6.446	1.09
7	611^-	6.377	1.63
8	411^-	10.374	40.95
9	611^-	5.723	6.37
10	211^-	7.451	11.44

TABLEAU 7.1

$K^- p \rightarrow \Omega^- + X$ à 14.3 GeV/c
$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$



II. Masse de l'Ω^-

La masse de l'Ω^- a été calculée à partir des 10 événements qui se désintègrent en ΛK^-, par la moyenne des masses invariantes du système (ΛK^-). Avec une erreur donnée simplement par l'erreur statistique sur cette valeur moyenne, le résultat trouvé est

$$m_{\Omega^-} = 1672.0 \pm 1.2 \text{ MeV/c}^2 \text{ (10 événements)}$$

Cette valeur est en très bon accord avec la moyenne mondiale (basée sur 33 événements) qui est 1672.2 ± 0.4 MeV/c^2 [4]

Le diagramme de masse effective ΛK^- versus $\Lambda\pi^-$ est montré, avec ses projections, dans la figure 7.1.

III. Vie moyenne de l'Ω^-

Compte tenu du petit nombre d'événements disponible, nous avons commencé par calculer la vie moyenne de l'Ω^- par la moyenne des temps de vie propre mesurés à partir de

$$ct_i = \frac{m}{P_i} L_i$$

où m est la masse de l'Ω^-, L_i la longueur dans la chambre de la trac correspondante à l'Ω^- d'indice i, P_i son impulsion et t_i son temps de vie propre.

La vie moyenne τ peut s'estimer (en absence de pertes) par

$$(c\tau) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} ct_i$$

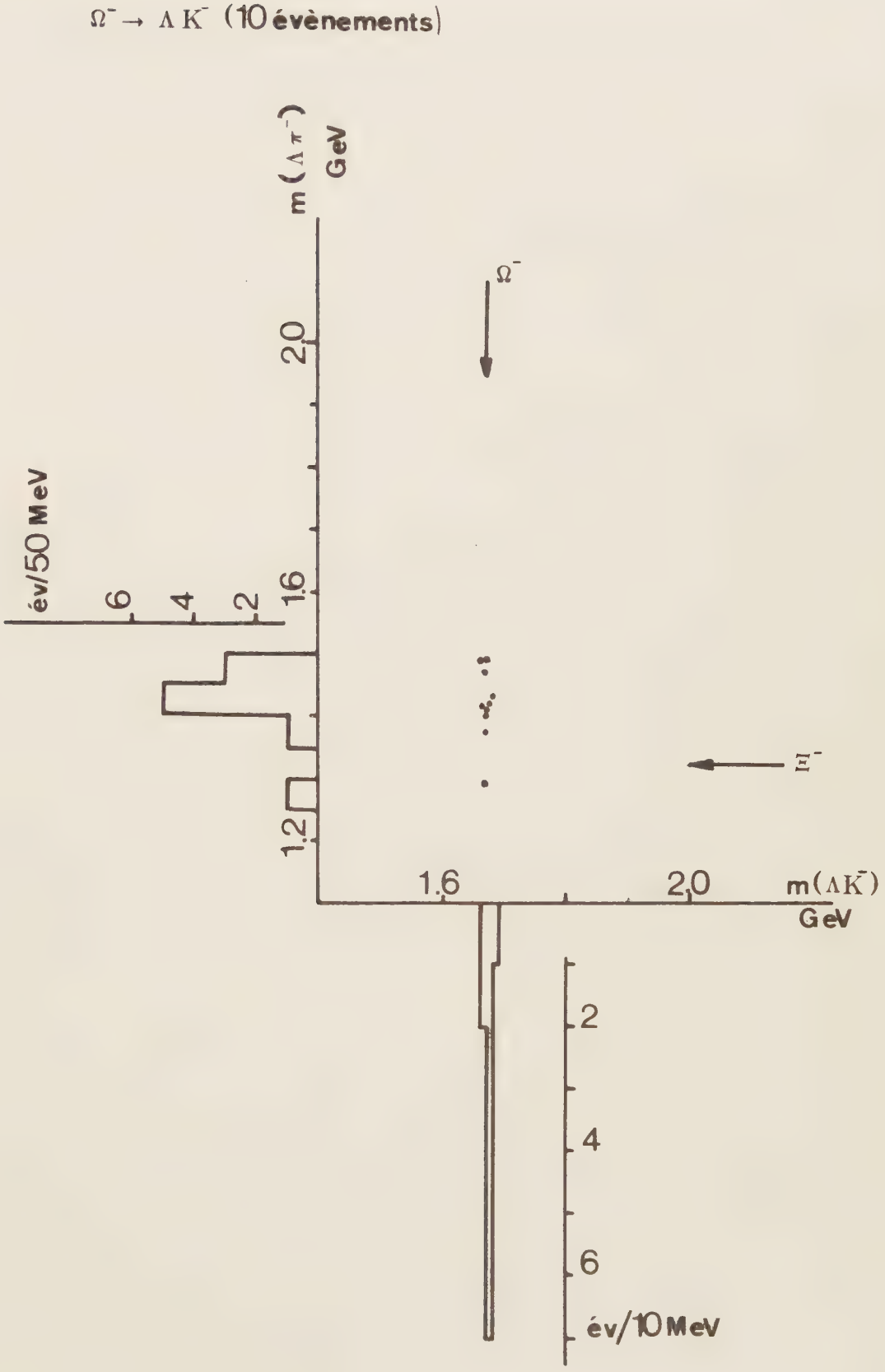


FIG.7.1 - MASSE $\Lambda\pi^-$ VERSUS MASSE ΛK^- POUR LES 10 ÉVÉNEMENTS $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ NON-AMBIGÜS DÉCRITS DANS LE TEXTE.

Le libre parcours moyen ainsi déterminé est

$$(c\tau)_{\Omega^-} = 3.6 \pm 1.0 \text{ cm}$$

soit une vie moyenne

$$\tau = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{-10} \text{ s} \quad (10 \text{ événements})$$

Ce résultat est aussi en bon accord avec la moyenne mondiale $(1.3 \begin{smallmatrix} + 0.3 \\ - 0.2 \end{smallmatrix}) \times 10^{-10}$s [4].

Nous avons aussi déterminé la vie moyenne de $1'\Omega^-$ en tenant compte des pertes liées à la longueur de $1'\Omega^-$ par une méthode de maximum de vraisemblance modifiée par Bartlett [43], dans deux hypothèses : a) longueur projetée minimum de $1'\Omega^-$ = 1.5 cm et longueur projetée maximum = 50 cm (8 événements après ces coupures) ; b) ℓ_{min} = 0.4 cm, ℓ_{max} = 50 cm (10 événements).

Les résultats obtenus ont été les suivants :

a) $\tau = (1.3 \begin{smallmatrix} + 0.9 \\ - 0.4 \end{smallmatrix}) \times 10^{-10}$ s (8 événements)

b) $\tau = (1.2 \begin{smallmatrix} + 0.7 \\ - 0.3 \end{smallmatrix}) \times 10^{-10}$ s (10 événements)

où les erreurs correspondent à un intervale de confiance de 67 %.

On voit que la valeur estimée pour la vie moyenne de $1'\Omega^-$ ne change presque pas dans ces différentes déterminations et qu'elle est toujours en bon accord avec la moyenne mondiale.

Les distributions de la longueur et du temps de vie propre des $\bar{\Omega}$ observés sont montrées dans les figures 6.2a et 6.2b.

La représentation de la variable de Bartlett $\xi(\lambda)$ en fonction du paramètre $\lambda = 1/c\tau$ est montrée dans les figures 6.2e et 6.2f ; la définition adoptée pour $\xi(\lambda)$ qui est une variable centrée et normée, asymptotiquement gaussienne, a été :

$$\xi = \frac{\sum_i \lambda t_i + \left[\frac{\lambda T_i \, e^{-\lambda T_i}}{1 - e^{-\lambda T_i}} \right] - n}{\sqrt{\sum_i \left[1 - \frac{(\lambda T_i)^2 \, e^{-\lambda T_i}}{(1 - e^{-\lambda T_i})^2} \right]}}$$

où $\lambda = 1/c\tau$, $t_i/c = (L_i - L_{min})m/P_i$, $T_i/c = (L_{max} - L_{min})m/P_i$, L_i et P_i sont, respectivement la longueur et l'impulsion de la particule i (i = 1,...,n).

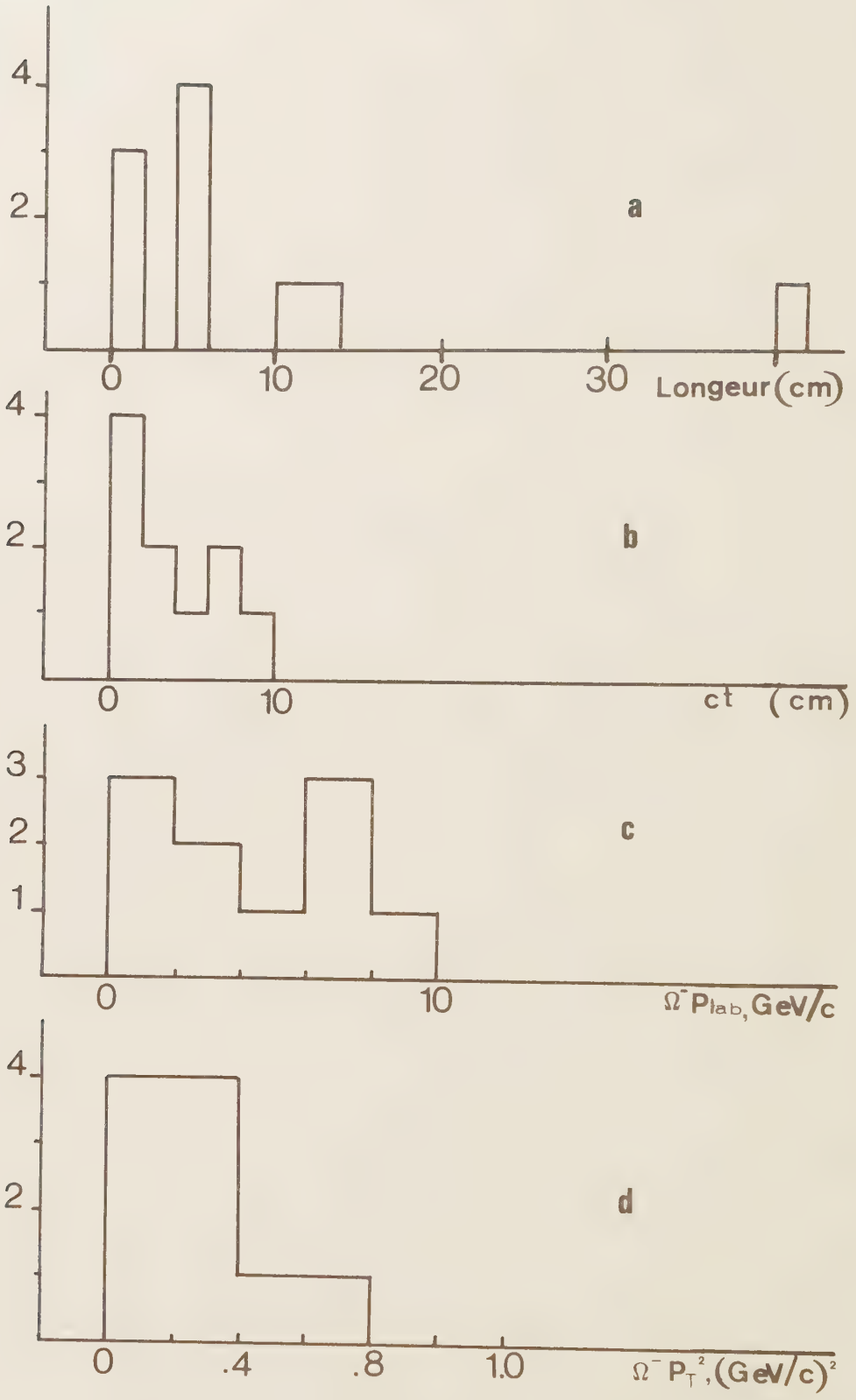


FIG. 7.2.- A) LONGUEUR DES Ω^- ; B) VIE PROPRE ; C) IMPULSION DANS LE SYSTÈME DU LABORATOIRE ; D) CARRÉ DE L'IMPULSION TRANSVERSE.

Vie moyenne du Ω^- par la méthode de Barlett

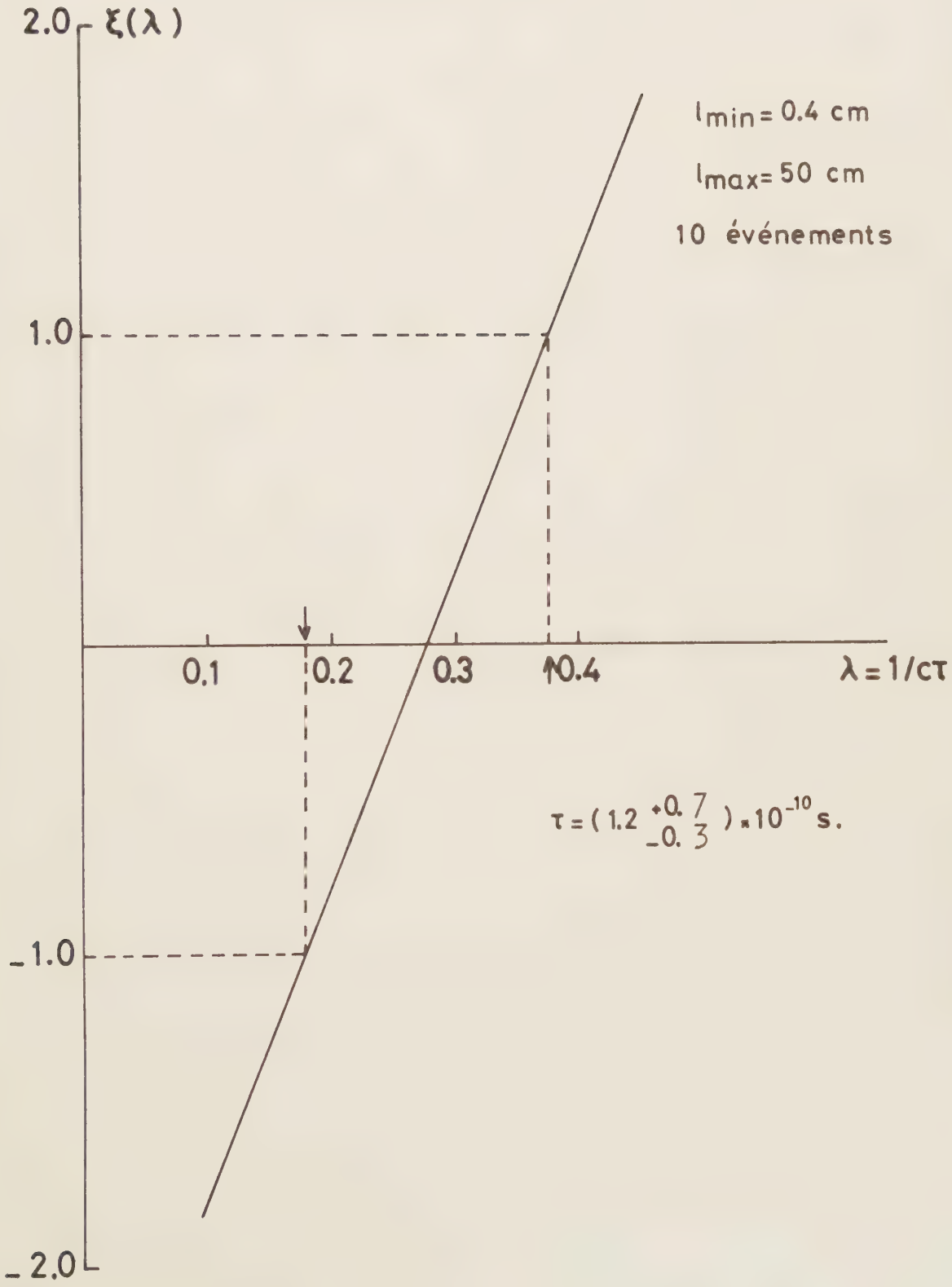


Fig. 7.2F

Vie moyenne du Ω^- par la méthode de Barlett

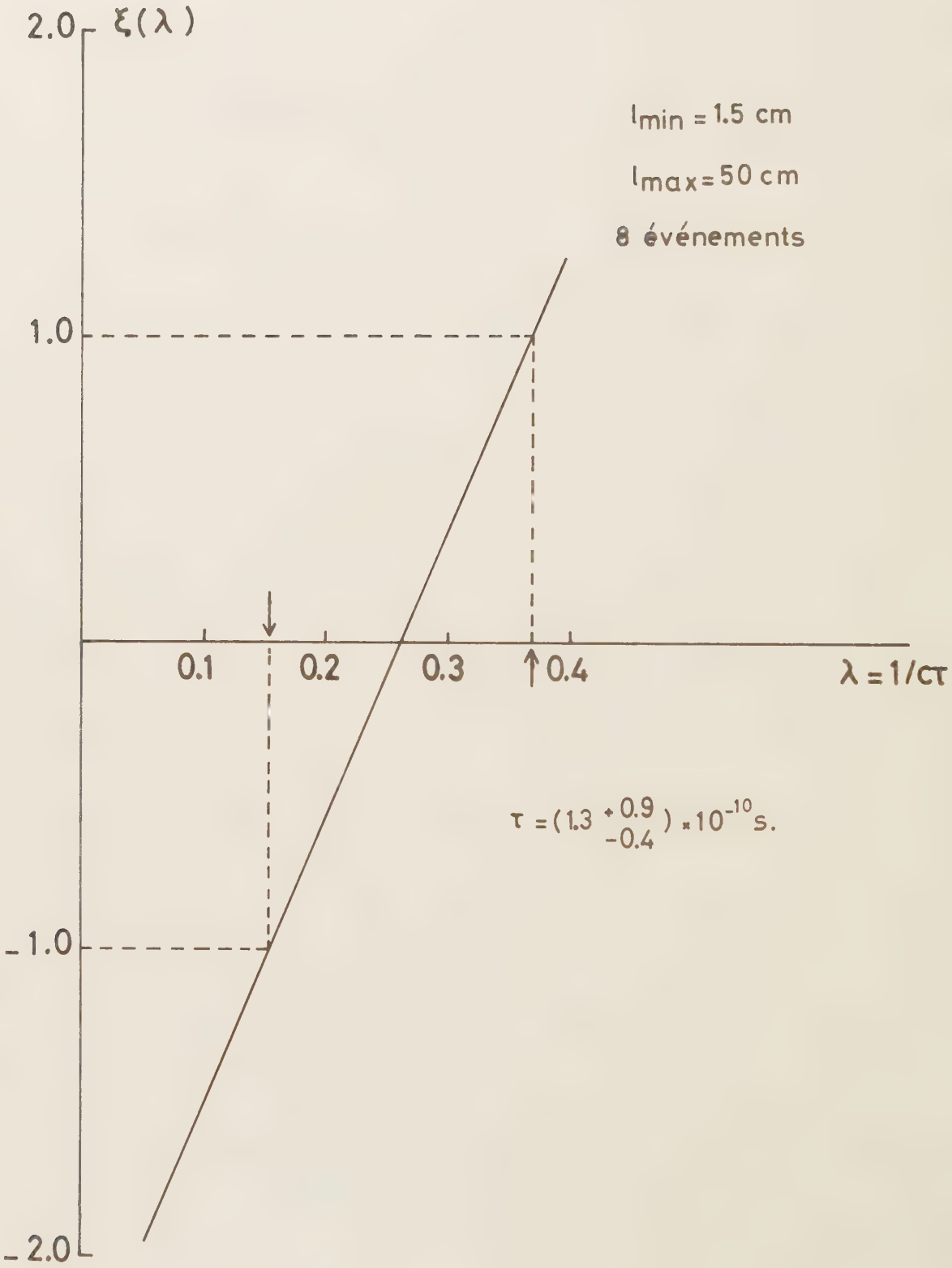


Fig. 7.2E

IV. Impulsion de l'Ω^- dans le laboratoire

La distribution (non-pondérée) d'impulsion des Ω^- dans le laboratoire est montrée dans la figure 7.2c et dans le tableau 7.1.

L'impulsion moyenne est

$$\langle P_{lab}(\Omega^-) \rangle = 4.6 \pm 1.0 \quad \text{GeV/c}$$

Nous voyons que les impulsions de nos dix événements s'étalent de $\sim$ 1.3 à $\sim$ 10 GeV/c.

V. Impulsion transverse de l'Ω^-

Les valeurs de p_T des Ω^- sont données dans le tableau 7.2. La distribution de p_T^2 dans la fig. 7.2d.

Les valeurs moyennes de p_T et de p_T^2 sont :

$$\langle p_T \rangle = 0.478 \pm 0.069 \text{ GeV/c}$$
$$\langle p_T^2 \rangle = 0.267 \pm 0.071 \text{ (GeV/c)}^2$$

où les erreurs sont statistiques, et les moyennes ne sont pas pondérées. Bien que nous devons nous garder de tirer des conclusions physiques poussées avec si peu d'événements, $\langle p_T^2 \rangle$ ne semble pas être élevée bien que l'Ω ait une grande masse. En particulier, cette valeur est plus petite que celle trouvée pour le Ξ^- (0.440 ± 0.043 GeV^2/c^2).

VI. Multiplicité moyenne de particules chargées

Le nombre d'événements par topologie chargée est le suivant, où l'Ω est inclus dans le nombre des particules chargées.

n = 2	nev = 2
n = 4	nev = 6 + 1 = 7
n = 6	nev = 2

Pour les 11 événements observés, la multiplicité moyenne est donc

$$\langle n \rangle = 4.0 \pm 0.4$$

VII. Distribution de x et de p_T

Pour les 10 événements qui se désintègrent en ΛK^-, l'impulsion transverse p_T, l'impulsion longitudinale dans le centre de masse de la réaction p_L^*, et la variable x définie par $x = 2\, P_L^*/\sqrt{s}$ sont données dans le tableau 7.2.

$K^- p \rightarrow \Omega^- + X$ à 14.3 GeV/c
$\Omega^- \rightarrow \Lambda\, K^-$ (10 événements)

Valeurs de p_T, p_L^* et x

Ev.n°	p_T GeV/c	p_L^* GeV/c	x
1	0.452	-0.865	-0.328
2	0.532	-1.181	-0.447
3	0.200	-1.929	-0.731
4	0.161	-1.634	-0.619
5	0.559	-1.692	-0.641
6	0.335	+0.592	+0.224
7	0.386	+0.564	+0.214
8	0.867	+1.443	+0.547
9	0.536	+0.345	+0.131
10	0.714	+0.778	+0.295

TABLEAU 7.2

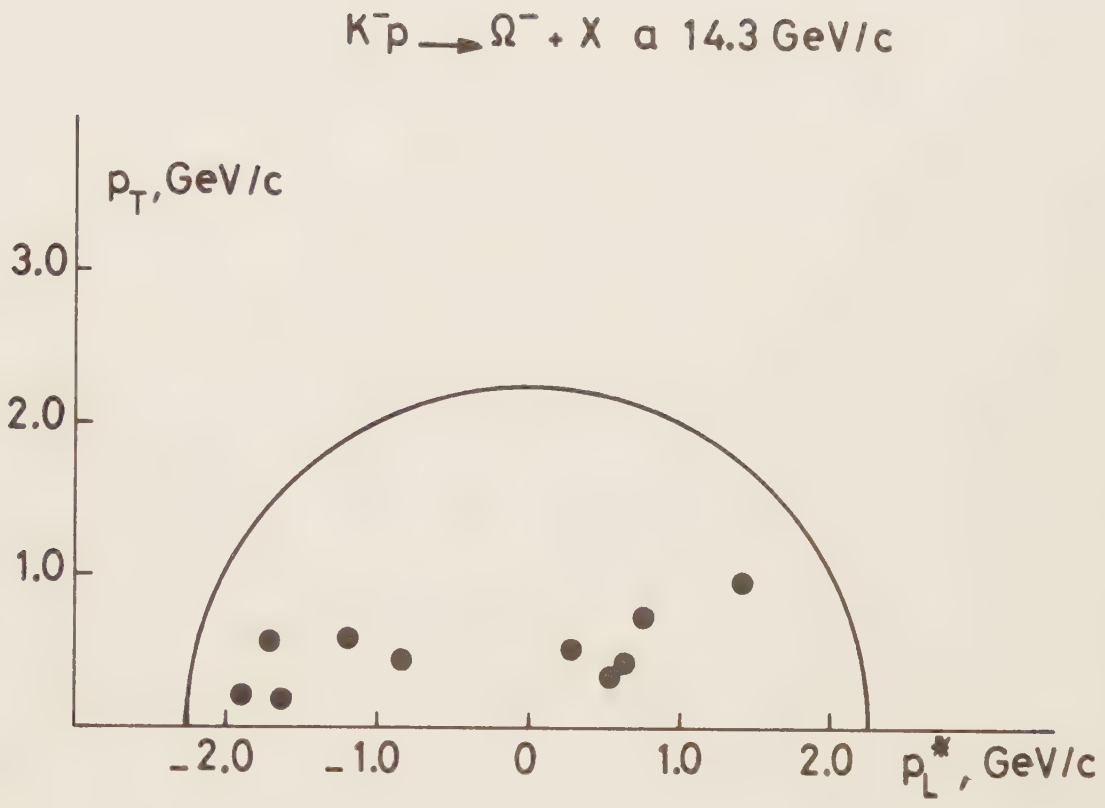


FIG. 7.3A : PEYROU PLOT POUR LES ÉVÉNEMENTS Ω^- À 14.3 GEV/C. LE CERCLE REPRÉSENTE L'IMPULSION MAXIMALE DANS LE CENTRE DE MASSE DE LA RÉACTION, CALCULÉE POUR LA RÉACTION $K^-P \rightarrow K^+K^\circ\Omega^-$.

FIG. 7,3B - PEYROU PLOT POUR LES Ω^- PRODUITS À 4,2-6,0 GEV/C ET À 10 CEV/C. FIGURE REPRODUITE DE LA RÉF. [39].

Le Peyrou-plot (p_T vs. p_L^*) est montré dans la fig. 7.3a pour nos événements. Aucune tendance à la production vers l'avant n'est observée contrairement à ce qui a été observé à 4-6 GeV/c et à 10 GeV/c (figs. 7.3b et 7.3c) [39] . Le rapport : nombre d'événements vers l'avant/ nombre d'événements vers l'arrière est 5/5 pour nos événements.

Les valeurs moyennes de p_L et de x sont :

$$\langle p_L^* \rangle = - 0.359 \pm 0.388 \text{ GeV/c}$$

$$\langle x \rangle = - 0.136 \pm 0.147$$

VIII. Distribution angulaire de désintégration

L'angle θ^* entre le méson de désintégration de l'Ω est sa ligne de vol, dans le système de repos de l'Ω^- a été calculé pour nos événements. La distribution de cos θ^* a été publiée aussi à 10 GeV/c. La distribution d'ensemble de nos 10 événements qui se désintégrent en ΛK^- et de tous les événements publiés à 10 GeV/c est montrée dans la fig. 7 .4.

Si le spin de l'hypéron était 1/2,cette distribution devrait être uniforme ; un spin plus élevé doit provoquer une distribution non uniforme de cos θ^* . C'est probablement le cas de l'Ω qui devrait avoir spin 3/2, d'après SU(3). Bien que le nombre d'événements sur la fig. 7,4 soit faible (30 événements) on remarque un éloignement sensible de l'isotropie dans la distribution de $|\cos \theta|$. $J \geqslant 3/2$ est donc expérimentalement plus probable que $J = 1/2$.

IX. Section efficace inclusive de production de l'Ω^- (suivie de sa désintégration en ΛK^-)

L'estimation de la section efficace inclusive de production de Ω^- est manifestement difficile à cause du petit nombre d'événements observés. Pour son calcul, nous avons utilisé les résultats de l'analyse des pertes et pondérations des Ξ^-, déjà présentée au chapitre III ; comme

Distribution angulaire de désintégration du Ω^-

$K^-p \longrightarrow \Omega^- + X$ (10 GeV/c + 14 GeV/c)

30 évènements

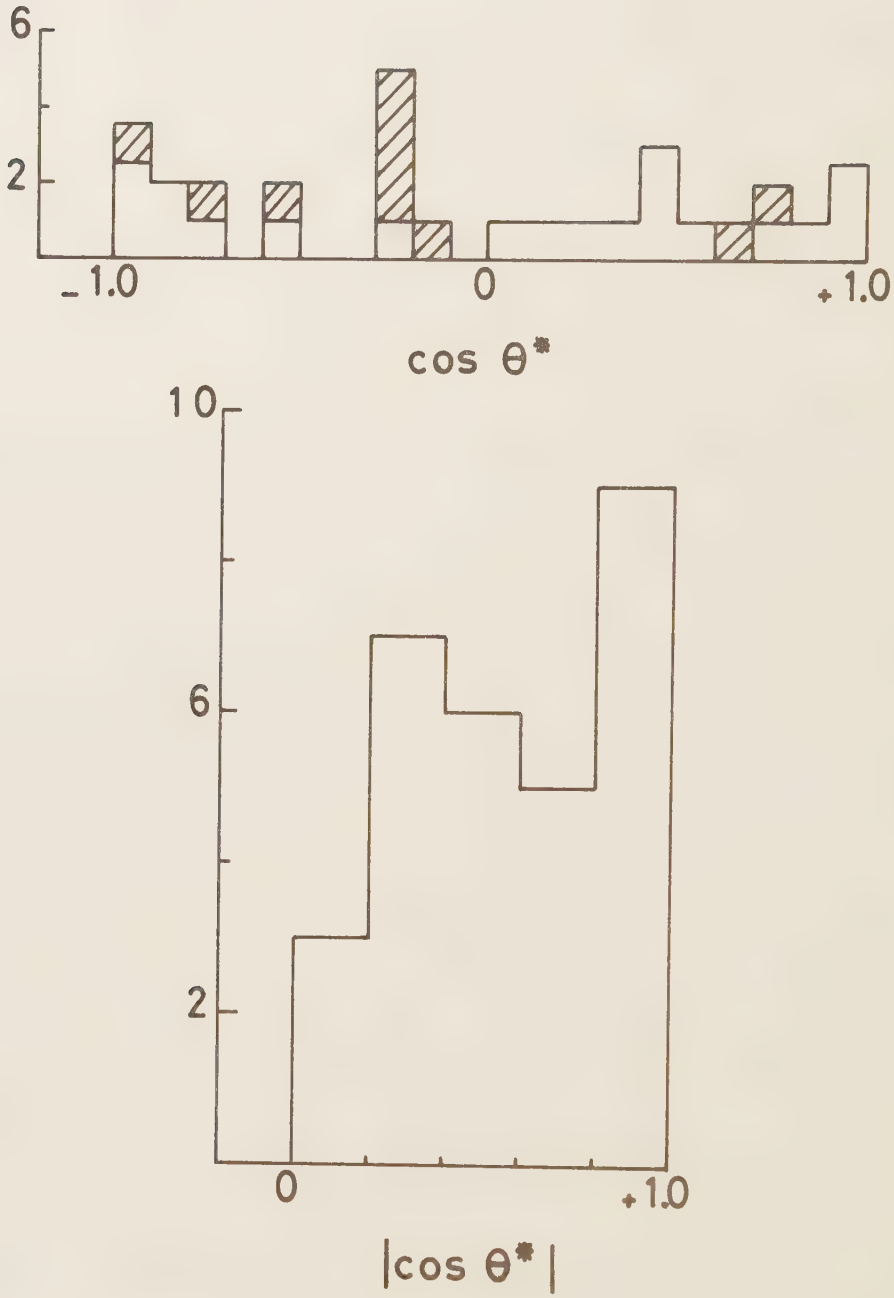


FIG. 7,4 -

a) Distribution de cos θ^*, où θ^* est l'angle du méson de désintégration de l'Ω par rapport à sa ligne de vol, pour l'ensemble des événements 14.3 GeV/c (év.hachurés) et à 10 GeV/c ; b) $|\cos \theta^*|$ pour les mêmes événements -on remarque un éloignement sensible de l'isotropie, comme on doit s'attendre pour J = 3/2.

il s'agit d'événements de topologies identiques, et d'impulsion moyenne assez proche, cette analyse peut, en première approximation, être utilisée ici, car la pondération moyenne doit être sensiblement la même. Nous pouvons donc estimer la section efficace inclusive de production de l'Ω ($\Omega^- \to \Lambda K^-$) à partir de la section efficace inclusive de production de Ξ^- pondérée par le rapport entre les nombres de Ω^- et de Ξ^- observés dans le même lot d'événements. Le résultat obtenu est :

$$(K^- p \to \Omega^- + X) = 2.2 \pm 0.8 \ \mu b$$
$$\to \Lambda K^-$$

où l'erreur est statistique.

X. Comparaison avec d'autres expériences

Nous montrons, dans le tableau 7.3, une compilation de données relatives à la production de Ω^- dans d'autres expériences.

$K^- p \to \Omega^- + X$ Comparaison entre plusieurs expériences			
P_{lab} (GeV/c)	4 - 6	10.	14.3
Multiplicité chargée $\langle n \rangle$	2.3±0.2	3.0±0.2	4.0±0.4
$\langle p_T \rangle$ GeV/c	0.450±0.049	0.530±0.069	0.478±0.069
Rapport avant/arrière $= \frac{n(x>0)}{n(x<0)}$	12 : 7	12 : 8	5 : 5
$\sigma(\Omega \to \Lambda K^-)$ µb	0.9±0.5 (à5.5 GeV/c)	2,5±0,6	2.2±0.8

TABLEAU 7.3

CONCLUSIONS

Les conclusions détaillées de l'analyse de chacun des trois sujets abordés dans cette thèse, analyse inclusive de production de Ξ^-, production de Ω^- et production de résonances Ξ^* dans les interactions K^-p à 14.3 GeV/c, ont déjà été exposées dans les chapitres antérieurs. Nous ne ferons donc ici qu'un résumé des résultats les plus importants.

1. Production inclusive de Ξ^-

Les faits les plus remarquables pour une meilleure compréhension des mécanismes de production du Ξ^- sont la constance approximative de la section efficace inclusive avec l'énergie (entre 4 et 14 GeV/c), le fait que le Ξ^- soit en moyenne produit vers l'avant dans le centre de masse de la collision, et l'importance de la fraction des Ξ^- qui proviennent de la désintégration de résonances Ξ^*.

Avec 743 Ξ^- dont la désintégration du Λ est vue, nous avons trouvé une section efficace inclusive de $127 \pm 9\mu b$. La comparaison avec d'autres expériences montre que dans les interactions K^-p entre 4 et 14 GeV/c, la section efficace de production du Ξ^- est pratiquement constante ou diminue très peu avec l'énergie. Ceci est certainement le résultat de l'équilibre mutuel dans ce domaine d'énergie, de deux processus d'effets opposés : la chute rapide de la section efficace des réactions à deux-corps, ou quasi-deux corps -dominées par l'échange d'un baryon- et l'ouverture abondante de nouveaux canaux de multiplicité plus élevée, quand l'énergie augmente.

Par rapport à la production d'autres hypérons, le Ξ^- est le seul produit en moyenne vers l'avant dans le centre de masse de la collision K^-p ($x>0$). Ce fait est d'autant plus intéressant que, à 14 GeV/c, les sections efficaces des réactions

à deux corps ou quasi deux-corps (dans lesquelles la production vers l'arrière du Ξ^- exigerait un échange exotique) sont très faibles. Il semble montrer que les échanges baryoniques sont très importants dans la chaîne multipériphérique. On remarque d'autre part que le Ξ^- a tendance à être produit plus vers l'avant quand la multiplicité finale est plus grande (6 branches) ; cela pourrait s'expliquer par la diminution de l'énergie associée à chaque intervalle dans la chaîne, ce qui faciliterait alors les échanges de baryons.

Enfin l'étude des résonances Ξ^* dans notre expérience nous a montré que presque la moitié des Ξ^- étaient le résultat de la désintégration de résonances Ξ^*. Ce fait pourrait être responsable, en grande partie, de la complexité des phénomènes de production des Ξ^-.

2. Production de Ω^-

Les 11 Ω^- que nous avons détectés et qui s'ajoutent à la statistique mondiale de 43 événements, nous ont permis de calculer

la masse de l'Ω^- : 1672.0±1.2 MeV
sa vie moyenne : $(1.2^{+0.7}_{-0.3}) \times 10^{-10}$ s.

Ces valeurs sont d'accord avec les moyennes mondiales établies jusqu'à présent.

La désintégration des Ω^- observés a été analysée conjointement avec quelques données publiées à d'autres énergies. Sur la base de 30 événements nous trouvons que la désintégration du Ω^- est compatible avec un spin 3/2 (ou plus élevé) mais non avec un spin 1/2.

3.- Production de Ξ^*

Nous avons cherché à mettre en évidence des résonances Ξ^* qui se désintégrent dans les modes $\Xi^-\pi^+$, $\Xi^-\pi^+\pi^-$, $\Xi^\circ(1530)\pi^-$, $\Lambda\bar{K}$ et $\Sigma\bar{K}$.

Nous avons trouvé presque toutes les structures déjà observées dans d'autres expériences, et plusieurs structures nouvelles.

En résumé cette analyse nous a permis :

a) de détecter la production des résonances Ξ^* suivantes, déjà observées dans d'autres expériences :

$\Xi(1530) \rightarrow \Xi^-\pi^+$

$\Xi(1630) \rightarrow \Xi^-\pi^+$

$\Xi(1825) \rightarrow Y\bar{K}$

$\Xi(1980) \rightarrow Y\bar{K}$ $\quad [= \Xi(2030)]$

$\Xi(2270) \rightarrow \Xi^-\pi^+\pi^-$

$\Xi(2390) \rightarrow Y\bar{K}$ $\quad [= \Xi(2400)]$

b) de confirmer la production du $\Xi(2120)$ dans deux nouveaux modes de désintégration.

$\Xi(2120) \rightarrow \Xi^-\pi^+$

$\Xi(2120) \rightarrow \Xi(1530)\pi^-$

c) de suggérer les nouvelles résonances Ξ^* suivantes :

$\Xi(1760) \rightarrow \Xi^-\pi^+$

$\Xi(1870) \rightarrow \Xi^-\pi^+$ (et aussi probablement, $\Xi^0(1530)\pi^-$, $\Xi^-\pi^+\pi^-$)

$\Xi(2200) \rightarrow \Xi^-\pi^+$

$\Xi(2600) \rightarrow Y\bar{K}$

Nous avons discuté en détail dans les chapitres VI et VII chacune des résonances observées. Nous ne signalerons ici que quelques aspects plus importants :

Le modèle SU(3) prévoit un Ξ^* de $J^P = 1/2^-$, de masse vers $\sim$ 1800 MeV et mode de désintégration dominant $\Xi\pi$, pour lequel aucun candidat n'existait. Il est possible que le $\Xi(1760)$ identifié dans nos données soit cet état manquant, bien que celle-ci ne soit pas la seule possibilité.

D'autre part, les indications pour un Ξ^* de masse $\sim$ 2130 MeV récemment annoncé et qui serait un candidat pour le multiplet $7/2^+$ de SU(3) se trouvent renforcées par notre analyse ; celle-ci suggère deux nouveaux modes de désintégration de cette résonance : $\Xi\pi$ et, probablement, Ξ (1530)π.

L'exploration du diagramme de Chew-Frautschi indique comme récurrences de Regge du $\Xi(1530)3/2^+$ le $\Xi(2130)7/2^+$ et une résonance $\Xi(\sim 2600)\ 11/2^+$. Notre observation d'un Ξ^* de masse 2600 MeV pourrait éventuellement se rattacher à cette prédiction.

Nous avons montré enfin que l'ensemble des connaissances expérimentales actuelles des résonances Ξ^*, bien que réduit, paraît qualitativement d'accord avec les plus récentes prédictions de SU(3) pour des états Ξ^* de $J^P = 1/2^-$, $3/2^-$, $3/2^+$, $5/2-$, $5/2^+$, $7/2^-$ et $7/2^+$ auxquels correspondent des candidats. Cependant, il y a plusieurs indications expérimentales qui restent en dehors des prédictions actuelles de SU(3).

A P P E N D I C E S

-:-:-:-

I. a/ VARIANCE DES SECTIONS EFFICACES

L'erreur statistique $\delta\sigma$ sur les sections efficaces σ a été estimée par

$$V = (\delta\sigma)^2 = \sum_{1}^{n} w_i^2 \qquad (1)$$

où les quantités W_i représentent les poids statistiques de l'événement i (y compris le facteur d'équivalence µb/événement) n désigne le nombre d'événements observées -après coupures, non-pondéré- et σ est la section efficace donnée par

$$\sigma = \sum_{1}^{n} w_i \qquad (2)$$

(on néglige dans cette discussion, pour simplifier, les erreurs de détermination de l'équivalent µb/év., etc.).

La démonstration de la forme des estimateurs (1) et (2) peut se trouver dans la référence [42]. Nous voudrions simplement faire remarquer que les valeurs de l'erreur statistique assez souvent données dans la littérature à partir de l'expression biaisée

$$V_1 = (\widetilde{\delta\sigma})^2 = \frac{\sigma^2}{n} \qquad (3)$$

peuvent être fortement sous-estimées.

De l'expression (1) on déduit pour le carré de l'erreur relative :

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2 = \frac{\Sigma w_i^2}{(\Sigma w_i)^2} = \frac{\Sigma w_i^2/n}{(\Sigma w_i/n)^2 . n}$$

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2 = \frac{\langle w^2\rangle}{n\langle w\rangle^2}$$

Comme d'autre part

$$\langle (w - \bar{w})^2\rangle = \langle w^2\rangle - \langle w\rangle^2$$

On a

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2 = \frac{1}{n} + \frac{1}{n} \cdot \frac{\langle (w - \bar{w})^2\rangle}{\langle w\rangle^2} \qquad (4)$$

L'expression (4) montre que le carré de l'erreur relative de σ est la somme d'un terme qui correspond à l'estimateur courrant (3) et d'un terme proportionnel à la <u>variance des poids</u> puisque :

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2 = \frac{1}{n}\left[1 + \left(\frac{\delta w}{\bar{w}}\right)^2\right] \qquad (5)$$

Le second terme peut être négligeable si la dispersion des poids est faible. Ce n'est pas le cas de nos événements ; quand on étudie par exemple la section efficace différentielle $d\sigma/dx$ dans des intervalles où le nombre d'événements est réduit, leur probabilité de visibilité est très variable : l'erreur est souvent double de celle prédite par la formule usuelle (3).

b/ VARIANCE DES VALEURS MOYENNES DE VARIABLES PONDEREES

De N occurances (événements), on a observé $n < N$, chacune avec une probabilité de visibilité a priori égale à $1/w_i$ $(i = 1,\ldots,n)$. On estime N par

$$\hat{N} = \sum_{1}^{n} w_i \qquad (6)$$

(ceci est en fait la formule (2))

A chaque événement est associée une grandeur mesurable X_i.

L'estimation de la moyenne $\bar{X}$ de X pour tous les N événements est donnée par

$$Y = \bar{X} = \frac{\sum x_i w_i}{\sum w_i} \qquad i = 1,\ldots,n$$

On peut estimer la variance de cette valeur moyenne. On néglige les erreurs de mesure des X_i et on traite les w_i comme des variables indépendantes. Après un peu de calcul, on trouve $(i = 1,\ldots,n)$:

$$(8) \qquad \delta^2 Y = \delta^2 \bar{X} = \left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2 \left[\frac{\Sigma x_i^2 w_i^2}{\Sigma w_i^2} + \bar{X} \left(\bar{X} - 2 \frac{\Sigma x_i w_i^2}{\Sigma w_i^2} \right) \right]$$

où σ et $\delta^2\sigma$ ont déjà été définis.

Si la dispersion des poids w_i est négligeable, on aura, dans la limite $w_i = w_j = w$ (poids égaux), la formule habituelle, valable seulement pour le calcul de moyennes non-pondérées

$$\delta^2 \bar{X} = \frac{1}{n} \left[\frac{\Sigma x_i^2}{n} + \bar{X}^2 - 2\bar{X} \frac{\Sigma X_i}{n} \right]$$

$$\delta^2\overline{X} = \frac{<(X - \overline{X})^2>}{n} \qquad (9)$$

L'application de la formule (9) conduit à des erreurs sur les valeurs moyennes fortement sous-estimées, quand la dispersion des valeurs des poids de visibilité n'est pas négligeable.

II. ESTIMATION DE LA RESOLUTION EXPERIMENTALE DANS LA ZONE DU $\Xi^\circ(1530)$

Dans le cas d'une résonance étroite on peut assimiler au premier ordre, la forme de la distribution en $M^2 = x$ (Breit-Wigner relativiste),

$$BW(x) = \pi^{-1} \frac{M_o \Gamma}{(M^2 - M_o^2)^2 + M_o^2 \Gamma^2}$$

(1)
$$BW(x) = \pi^{-1} \frac{\sqrt{x_o}\Gamma}{(x - x_o)^2 + x_o \Gamma^2}$$

à une gaussienne en x, de même valeur centrale x_o et de variance σ :

(2)
$$G(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(x-x_o)^2/2\sigma^2}$$

BW(x) est en fait une distribution dite de Cauchy et les formes (1) et (2) ont été normalisées à l'unité :

(3)
$$\int_{-\infty}^{+\infty} BW(x)dx = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x)dx = 1$$

Comme $x_o - x_{min} >> \Gamma$ on peut négliger la complication provenant des régions non-physiques $x < x_{min} = M^2$ seuil.

Au premier ordre autour de x_o, on a

$$BW(x) \simeq BW(x_o) = \frac{\pi^{-1}}{\sqrt{x_o\ \Gamma}}$$

$$G(x) \simeq g(x_o) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}$$

L'identité $G(x_o) = BW(x_o)$ implique donc

$$\sigma = M_o.\Gamma.\ \sqrt{\pi/2} \tag{4}$$

La forme observée de la résonance (largeur apparente Γ_a) correspond donc à une gaussienne de largeur

$$\sigma_a = \Gamma_a\ M_o\ \sqrt{\pi/2} \tag{5}$$

Identiquement on passe de la vraie largeur de la résonance, Γ_v, à la largeur de la gaussienne approchée

$$\sigma_v = \Gamma_v\ M_o\ \sqrt{\pi/2} \tag{6}$$

La distribution expérimentale est en fait le résultat du produit de convolution d'une Breit-Wigner de largeur Γ_v par une gaussienne de largeur égale à la résolution expérimentale moyenne en $x = M^2$, σ_R.

On sait,par ailleurs, que le produit de convolution de deux gaussiennes de même valeur centrale et de variance σ_v^2 et σ_R^2 est encore une gaussienne de variance

$$\sigma_a^2 = \sigma_v^2 + \sigma_v^2 \tag{7}$$

et, en utilisant (5) et (6),

$$\sigma_R = M_o \sqrt{\pi/2} \quad \sqrt{\Gamma_a^2 - \Gamma_v^2} \tag{8}$$

La résolution expérimentale en masse $M = \sqrt{x}$ se déduit de (7) par $\delta M^2 = 2M\delta M$; le résultat est :

$$\sigma_r = \frac{1}{2} \sqrt{\pi/2} \quad \sqrt{\Gamma_a^2 - \Gamma_v^2} \tag{9}$$

III.- DONNÉES GÉOMÉTRIQUES DES 10 ÉVÉNEMENTS Ω^- QUI SE DÉSINTÈGRENT SUIVANT LE MODE ΛK^-

...

EVENT 73-1744-2835-1 BOX . (6/ 6/73 478)(TAPE P2565 - 174) SERIAL 178 (TITLES 1/ 7301) (VERS.*0570/231170)

POINTS	TR	NAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ
1 A	3	1	1	55.55	-4.33	-26.48	.010	.010	.070
2 P	2	2	2	59.99	-4.26	-25.88	.144	.020	.070
3 M	2	8	4	6.56	-3.80	-26.19	.106	.011	.103
4 N	2	8	4	133.60	-9.76	-29.91	.149	.016	.070

OP707*6*2 PT 4 TR 9

TRACK	NAT	RE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS	LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS RESIDL HIST	ERR.WORDS
1 A1	-		B AHW	14255	2	3136	0	100 1 0	-2.62	.10	3	14255	-17.39	10 10 10 8070800	0 200
			.4938	14255	2	3136		100 1 0						13.6 20	
2 A2	+		AHW	1988	-224	6192	238	11 2 0	95.75	.10	29506	1938	-17.50	11 12 14 9090800	0 0
			.1396	2002	-223	6193		24 2 1						12.2 10	
			.4933	2002	-223	6193		25 2 1						12.2 10	
			.9383	2003	-223	6193		26 2 1						12.2 10	
3 AP	+-		C JHW	1165	134	27	140	706 42 10	4.48	.14	-109	1055	-17.39	10 12 18 5050500	0 200
			1.1971	1168	134	27		710 20 7						4.6 10	
			1.3208	1168	134	27		717 20 7						4.6 10	
4 P4	-		AHW	1169	240	140	281	7 3 1	59.29	.10	-19084	1136	-17.43	10 11 16 7080600	0 0
			.1396	1177	240	140		18 2 1						15.3 10	
5 P5	+		AHW	1369	94	101	143	7 2 0	79.53	.10	30063	1363	-17.43	10 11 14 8090800	0 0
			.0005	1388	96	102		18 2 1						22.5 10	
			.1396	1388	96	102		18 2 1						22.5 10	
			.9383	1393	96	103		21 2 2						22.6 10	
6 P6	-		AHW	192	-472	97	481	1 5 1	29.54	.10	-26360	171	-17.40	19 94 99 5050500	0 0
			.0005	196	-471	94		5 8 6						11.6 10	
			.1396	198	-470	93		6 10 8						11.5 11	
7 N7	-		AHW	7737	-18	6216	64	1409 9 2	20.44	.10	-355	7735	-17.53	10 10 10 5050500	0 0
			.0005	7741	-18	6217		1423 4 1						13.3 10	
			.1396	7740	-18	6217		1422 4 1						13.3 10	
			-.9383	7740	-18	6217		1418 4 1						13.3 10	
8 N8	+		AHW	723	-182	6173	208	11 8 2	22.21	.10	4415	711	-17.54	12 16 30 5050500	0 0
			.0005	726	-181	6173		20 4 2						15.2 10	
			.1396	726	-181	6173		20 4 2						15.2 10	
			.9383	732	-181	6174		30 5 2						15.2 10	
9 PA	+-		C JHW	1165	-134	3148	3005	706 42 10	-4.48	.14	109	1055	-17.39	10 12 18 5050500	0 200
			1.1971	1165	-133	3148		706 20 7						4.6 10	
			1.3208	1165	-133	3148		713 20 7						4.6 10	
				MEV/C		MILLI-RAD			CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10	T G

événement N°1

...

EVENT 73-1803-2062-2 BOX 0 (31/ 7/73 235)(TAPE P4455 - 229) SERIAL 235 (TITLES 1/ 73011) (VERS.*0570/23117U)

POINTS		NTR	NAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ
1	A	5	1	1	104.61	-7.37	-28.23	.010	.017	.208
2	P	2	2	2	117.53	-8.94	-25.22	.001	.012	.104
3	M	2	8	4	141.75	-12.19	-19.35	.144	.022	.155

UP*02*6*1 PT 3 TR 9

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS	LENGTH	**	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT RESIDL	MEAS HIST	ERR.WORDS	
1 A1	-	B WWW	14242	8	3117	0	100 1 0	-70.48	.10	2319	14241	-17.40	10 10 10	12111200	0	0
		.4938	14242	8	3117		100 1 0						23.6	20		
2 A2	*	WWW	785	-388	282	483	12 4 1	43.37	.10	14582	727	-17.54	13 18 31	11091200	60	160
		.1396	792	-387	282		19 17 3						17.3	10		
		.4938	793	-387	283		21 17 3						17.2	10		
		.9383	799	-384	283		25 17 3						16.9	10		
3 A3	*	WWW	777	-286	290	417	5 4 1	43.61	.10	15423	746	-17.53	12 16 29	12081000	40	0
		.1396	783	-285	291		14 3 2						15.4	10		
		.4938	785	-285	291		16 3 2						15.4	10		
		.9383	792	-285	292		22 4 3						15.4	10		
4 A4	-	WWW	258	495	224	556	2 6 2	25.49	.10	-14521	227	-17.49	13 46 99	11060600	0	0
		.1396	262	494	223		7 7 5						15.8	10		
		.4938	279	492	216		16 12 9						15.4	10		
		-.9383	345	496	188		42 21 16						36.0	10	*****	
5 AP	+-	C UWW	5566	227	6168	251	1304 13 3	13.36	.06	-202	5423	-17.47	10 10 10	12121100	0	200
		1.1971	5568	227	6168		1314 5 2						11.3	10		
		1.3208	5568	227	6168		1308 5 2						11.3	10		
6 P6	-	WWW	410	-12	6221	38	6 11 2	16.47	.10	-4337	410	-17.50	11 25 63	90807000	0	0
		.1396	412	-11	6220		13 6 2						20.5	10		
7 M7	-	WWW	519	131	6240	140	46 26 6	6.92	.10	-600	515	-17.53	10 18 40	90809000	0	0
		.0005	521	131	6240		51 9 3						18.8	10		
		.1396	520	131	6240		51 9 3						18.8	10		
		-.9383	525	131	6240		64 10 4						18.8	10		
8 M8	+-	UWW	1058	270	6124	308	280 28 7	6.30	.10	237	1020	-17.53	9 11 16	90807000	0	200
		.0005	1059	270	6124		283 12 4						20.9	10		
		.1396	1059	270	6124		282 12 4						20.9	10		
		.9383	1060	270	6124		283 12 4						20.9	10		
9 PA	+-	C UWW	5566	-227	3014	2886	1304 13 3	-13.36	.06	202	5423	-17.47	10 10 10	12121100	0	200
		1.1971	5564	-226	3014		1312 5 2						11.3	10		
		1.3208	5564	-226	3014		1306 5 2						11.3	10		
			MEV/C		MILLI-RAD			CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10		T	G

événement N°2

...

EVENT 73-2022-1441-2 BOX 0 (31/ 7/73 63)(TAPE P526 - 63) SERIAL 63 (TITLES 1/ 7361) (VERS.*0570/23117*)

	POINTS	NTR	NAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ
1	A	5	1	1	63.52	-8.12	-26.95	.010	.010	.070
2	P	2	2	2	68.33	-8.85	-27.80	.010	.010	.070
3	M	2	0	4	122.61	-9.06	-14.45	.147	.010	.070

OP*.2*9*1 PT 3 TR 9

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS	LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS RESIDL MIST	ERR.*ORDS
1 A1	-	B ***	14253	4	3133	0	100 1 0	-56.12	.10	1529	14253	-17.44	10 10 10 11111000	0 0
		.4938	14253	4	3133		100 1 0						7.5 20	
2 A2	+	***	1893	-411	369	547	13 3 1	58.85	.10	10971	1735	-17.44	12 13 15 9090900	0 0
		.1396	1900	-410	369		32 2 1						8.1 10	
		.4938	1900	-410	369		33 2 1						8.1 10	
		.9383	1901	-410	369		35 2 1						8.1 10	
3 A3	-	***	2077	233	290	379	11 2 0	87.52	.10	-23506	2021	-17.47	9 10 11 11111100	0 0
		.1396	2088	233	290		28 1 1						7.7 10	
		.4938	2088	233	290		28 1 1						7.6 10	
		-.9383	2089	233	290		30 2 1						7.7 10	
4 A4	+	***	5100	58	6141	147	56 2 0	84.31	.10	9097	5092	-17.44	10 10 10 11111000	0 0
		.1396	5112	58	6141		79 1 0						7.9 10	
		.4938	5112	58	6141		79 1 0						7.9 10	
		.9383	5112	58	6141		80 1 0						7.9 10	
5 AP	+-	C UNW	2153	-184	6139	225	1916 36 9	4.93	.02	-72	2117	-17.38	10 11 12 5060500	0 200
		1.1971	2154	-183	6139		1897 17 6						3.7 10	
		1.3208	2154	-183	6139		1907 17 6						3.7 10	
6 P6	-	***	417	-363	5816	574	2 5 1	33.89	.10	-16789	390	-17.38	13 28 72 9110800	0 0
		.1396	421	-362	5815		9 5 3						23.3 10	
7 M7	+	***	729	210	6265	214	7 7 1	26.60	.10	6261	713	-17.59	9 13 24 7060700	0 0
		.0005	733	210	6266		17 3 2						8.6 10	
		.1396	733	210	6266		17 3 2						8.6 10	
		.9383	740	210	6266		26 4 2						8.6 10	
8 M8	-	***	271	207	6269	211	2 7 2	24.80	.10	-14628	265	-17.58	11 39 99 8080800	0 0
		.0005	275	207	6268		6 6 4						9.7 10	
		.1396	275	207	6268		7 6 4						9.7 12	
9 PA	+-	C UNW	2153	184	2985	2910	1916 36 9	-4.93	.02	72	2117	-17.38	10 11 12 5060500	0 200
		1.1971	2153	184	2985		1894 17 6						3.7 10	
		1.3208	2153	184	2985		1904 17 6						3.7 10	
			MEV/C		MILLI-RAD			CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10	T G

événement N°3

EVENT 73-1943-1917-2 BOX 0 (11/ 7/73 280)(TAPE P2568 - 276) SERIAL 280 (TITLES 17 73 1) (VERS.*0570/23117.)

POINTS	NTR	NAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ
1 A	5	1	1	6.93	-.57	-25.99	.010	.010	.070
2 P	2	2	2	11.44	-.92	-26.14	.140	.011	.070
3 M	2	8	4	69.29	-5.91	-20.29	.010	.010	.070

OP* 2*3*1 PT 3 TR 9

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS			LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS / RESIDL HIST	ERR.WORDS	
1 A1	-	B WWW	14268	0	3157	0	100	4	1	-20.60	.10	178	14268	-17.51	10 10 10 / 14.2	6050600 / 2(	0 200
		.4938	14268	0	3157		100	4	1								
2 A2	+	WWW	1242	-101	566	558	9	4	1	43.53	.10	9900	1236	-17.40	10 12 16 / 7.3	7060700 / 10	0 0
		.1396	1249	-100	566		22	2	1								
		.4938	1249	-100	566		24	2	1								
		.9383	1252	-100	566		27	3	1								
3 A3	-	WWW	2423	76	37	79	13	2	0	104.09	.10	-29122	2416	-17.42	10 10 11 / 7.0	10121200 / 10	0 0
		.1396	2436	76	37		30	1	1								
		.4938	2435	76	37		30	1	1								
		-.9383	2436	76	37		31	1	1								
4 A4	+	WWW	319	-405	5773	652	2	4	1	40.96	.10	31709	293	-17.48	13 38 99 / 8.0	6060700 / 10	0 0
		.1396	324	-404	5775		7	6	5								
		.4938	340	-402	5781		12	10	8								
5 AP	+-	C UWW	5553	-12	6208	91	13810	38	9	4.70	.14	-26	5552	-17.50	10 10 10 / 11.1	6050500 / 10	0 200
		1.1971	5553	-11	6208		13810	17	6								
		1.3208	5553	-11	6208		13747	17	6								
6 P6	-	WWW	741	-257	6274	257	4	3	1	56.25	.10	-27004	717	-17.44	11 15 28 / 10.6	7081100 / 12	0 0
		.1396	749	-256	6274		11	4	2								
7 M7	+	WWW	553	58	6196	118	3	3	1	51.07	.10	30789	552	-17.43	10 17 38 / 9.8	8080800 / 10	0 0
		.0005	556	57	6197		8	4	3								
		.1396	556	57	6197		9	4	3								
		.9383	567	59	6202		18	8	5								
8 M8	-	WWW	261	57	6196	117	1	5	1	33.87	.10	-28622	261	-17.40	12 44 99 / 10.2	7070700 / 10	0 0
		.0005	264	52	6195		5	7	5								
		.1396	265	52	6195		5	8	6								
9 PA	+-	C UWW	5553	12	3062	3046	13810	38	9	-4.70	.14	26	5552	-17.50	10 10 10 / 10.3	6050500 / 10	0 200
		1.1971	5552	12	3062		13804	17	6								
		1.3208	5552	12	3062		13741	17	6								
			MEV/C		MILLI-RAD					CM		MICRON MEV/C		KG	MIN = 10 / 13.1	10 / 10	T G
															8.2 / 7.7		
															9.8 / 9.8		

événement N°4

EVENT 74-2913-1665-1 BOX 0 (21/ 4/72 83)(TAPE P2584 - 80) SERIAL B3 (TITLES 1/ 7401) (VERS.*0570/231170)

POINTS		NTR	NAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ
1	A	5	1	1	42.41	-4.94	-21.54	.010	.010	.070
2	Y	2	2	2	42.03	-4.84	-21.43	.010	.010	.070
3	M	2	8	4	61.69	-1.90	-23.53	.010	.010	.070

OP*02*4*1 PT 3 TR 9

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS	LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS RESIDL HIST	ERR.WORDS	
1	A1	-	B WWW	14258	-5	3140	0	100 1 0	-55.29	.10	1462	14258	-17.49	10 10 10 7.7	9070800 0 0
			.4933	14259	-4	3140		100 1 0						7.7	20
2	A2	+	WWW	4316	-62	26	73	24 2 0	111.76	.10	18904	4302	-17.43	10 10 11 8.6	11101100 0 0
			.1395	4322	-61	26		56 1 1						8.6	10
			.4933	4322	-61	26		57 1 1						8.6	10
			.9385	4321	-61	26		57 1 1						8.6	10
3	A3	-	WWW	615	-4	5995	286	3 4 1	47.91	.10	-24304	615	-17.37	10 16 33 12.1	7080800 0 0
			.1395	622	-3	5995		10 3 2						12.1	10
			.4933	626	-3	5994		13 4 3						12.4	10
			-.9385	641	-3	5993		19 6 4						14.0	10
4	A4	+-	WWW	1307	207	5878	418	269 23 5	7.74	.10	293	1279	-17.43	10 11 15 7.7	6050500 0 200
			.1395	1312	207	5878		274 9 3						7.7	10
			.4933	1310	207	5878		275 9 3						7.7	10
			.9385	1317	207	5878		279 9 3						7.7	10
5	Y6	-	WWW	798	72	513	518	4 3 1	54.99	.10	-24627	795	-17.38	10 13 23 16.3	12120900 0 0
			.1395	823	77	508		10 4 2						16.3	10
6	M7	-	WWW	322	58	426	431	2 5 1	37.59	.10	-28574	321	-17.38	12 33 94 9.9	8070900 0 0
			.0005	326	56	425		6 6 4						9.9	10
			.1395	326	56	425		6 6 4						9.9	12
7	M8	+	WWW	1379	-135	96	171	107 14 3	12.90	.10	780	1366	-17.39	10 11 15 5.4	5050500 0 0
			.0005	1380	-134	96		114 6 2						5.4	10
			.1395	1378	-134	96		114 6 2						5.4	10
			.9385	1381	-134	96		118 6 2						5.4	10
8	AV	+-	C/ WWW	6	247	935	336	8393 96	.45	.03	3	0	-17.47	0 0 0	52170000 0 200
9	YA	+-	C/ WWW	6	-247	3376	2805	8393 96	-.45	.03	0	0	-17.47	0 0 0	52170000 0 200
				MEV/C		MILLI-RAD			CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10	T G

événement N°5

EVENT 74-5433-1566-1 BOX 5 (21/ 4/72 399) (TAPE P0576 - 779) SERIAL 399 (TITLES 1/ 7401) (VERS.*0570/231170)

POINTS	NTR	NBT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ			PT 3 TR 9
1 A	5	1	1	8.28	.30	-27.68	.010	.010	.070			
2 V	2	2	2	9.36	.26	-27.85	.010	.010	.151			
3 M	2	8	4	10.25	.27	-27.81	.148	.010	.083			

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS	LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS RESIDL HIST	ERR.WORDS
1 A1	-	B	kW	14268	11	3155	0	100 7 1	-16.72	.10	6	14267	-17.50	10 10 10 8100900	0 200
			.4938	14268	11	3155		100 7 1						7.9 10	
2 A2	-		kW	2830	21	161	151	15 1 0	114.61	.10	-30196	2838	-17.41	10 10 11 12121200	0 0
			.1396	2862	21	161		34 1 1						8.9 10	
			.4938	2852	21	161		34 1 1						8.9 10	
			-.9383	2852	21	161		35 1 1						8.8 10	
3 A3	+		kW	570	-87	6119	193	3 4 1	47.68	.10	25639	576	-17.47	11 18 37 6090800	0 0
			.1396	585	-86	6119		10 4 2						12.4 10	
			.4938	590	-86	6120		12 5 3						12.7 10	
			.9383	608	-86	6123		19 6 4						15.0 10	
4 A4	+		kW	479	210	6114	287	3 4 1	43.78	.10	25641	468	-17.47	11 21 50 10100900	0 0
			.1396	478	211	6111		6 5 4						23.7 10	
			.4938	490	214	6114		9 7 5						16.1 10	
			.9383	540	224	6132		16 11 8						49.0 10 ******	
5 Y6	-		kW	1879	28	6169	134	10 2 0	96.32	.10	-32219	1879	-17.41	10 11 12 12121200	0 0
			.1396	1891	28	6169		23 2 1						11.7 10	
6 M7	-		kW	983	-119	55	115	6 3 1	52.54	.10	-18257	976	-17.46	10 13 20 7070800	0 0
			.0005	991	-118	55		16 2 2						12.3 10	
			.1396	991	-118	55		16 2 2						12.3 10	
			-.9383	997	-118	54		21 3 2						12.1 10	
7 M8	+-		kW	2661	-53	6267	51	935 21 5	8.41	.10	174	2658	-17.50	10 10 11 7050700	0 200
			.0005	2662	-52	6267		940 9 3						7.5 10	
			.1396	2662	-52	6267		939 9 3						7.5 10	
			.9383	2662	-52	6267		934 9 3						7.5 10	
8 AY	+-	C/	kW	0	-158	6256	153	0164 39	1.09	.03	0	0	-17.56	0 0 0 52170000	0 200
9 YA	+-	C/	kW	0	158	3108	2988	0164 39	-1.09	.03	0	0	-17.55	0 0 0 52170000	0 200
				GEV/C		MILLI-RAD			CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10	T G

événement N°6

...

E... 1-- 147-22[illegible]8-32 BOX 0 (12/1[illegible]/71 10967) (TAPE M54252- 234) SERIAL 255 (TITLES 1401/ 1401) (VERS.140971/ 30671)

P	PTS	NTR	MAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ
1	A	7	1	1	38.85	2.94	-26.86	.010	.010	.070
2	S	2	2	2	40.48	3.04	-26.82	.010	.010	.070
3	M	2	8	4	69.17	3.50	-25.21	.010	.010	.070

OP 5800 35 0 PT 3 TR 11

BEAM TRACK - MEASURED VALUES FOR P,DIP,PHI AND ERRORS

	15[illegible]312	.0[illegible]2	3.13[illegible]	.720	.001	.000
.4938	15[illegible]307	.0[illegible]2	3.13[illegible]	.751	.001	.000

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS	LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS RESIDL HIST	ERR.WORDS	
1 A1	-	B WWW	[illegible]4282	[illegible]	3137	0	99 1 0	-52.27	±10	1162	[illegible]4282	-17.47	10 10 10	7070600	0 0
		.4938	[illegible]4282	[illegible]	3137		99 1 0						1.00 4.3 20		
2 A2	+	WWW	13[illegible]2	[illegible]08	6090	219	7 1 0	62.68	±10	[illegible]9430	1[illegible]05	-17.40	10 11 15	8080800	0 0
		.[illegible]396	1332	11[illegible]	6091		17 2 1						(1.03) 6.8 10		
		.4938	1332	11[illegible]	6091		17 2 2						1.16 8.9 10		
		.9383	[illegible]337	11[illegible]	6091		20 3 2						1.53 9.4 10		
3 A4	+	WW	744	13[illegible]	6024	287	33 6 2	12.01	±10	1255	737	-17.40	10 14 26	6060600	0 0
		.[illegible]396	746	13[illegible]	6024		40 6 2						1.06 4.9 10		
		.4938	746	13[illegible]	6024		42 6 2						1.48 4.9 10		
		.9383	749	13[illegible]	6024		49 6 2						2.64 4.9 10		
4 A6	+	WW	1[illegible]4	-8[illegible]	3831	[illegible]443	2 12 3	6.43	±10	2570	104	-17.42	28 99 99	6070600	0 0
		.[illegible]396	1[illegible]7	-3[illegible]	3833		8 16 9						(2.75) 7.8 10		
		.4938	147	-3[illegible]	3867		42 34 23						9.99 15.9 10		
		.9383	2[illegible]0	-84	3875		159 62 43						9.99 20.2 10		
5 A8	-	WW	5[illegible]9	-114	458	475	3 2 1	43.01	±10	-23500	506	-17.36	11 19 44	7080700	0 0
		.[illegible]396	5[illegible]3	-109	458		7 5 4						(1.06) 9.0 10		
		.4938	5[illegible]9	-109	455		9 7 5						1.86 14.8 12		
6 A7	-	WW	335	713	6181	720	2 1 1	40.94	±10	-24712	253	-17.41	15 42 99	7060600	0 0
		.[illegible]396	341	713	6179		9 6 5						(1.78) 5.5 10		
		.4938	355	713	6174		15 9 9						4.46 10.5 12		
7 S5	-	WW	2555	-5	101	106	14 1 0	108.12	±10	-29853	2555	-17.43	10 10 11	8080700	0 0
		.[illegible]396	2556	-5	101		30 1 1						1.00 7.1 10		
8 M2	+	WW	3124	85	33	95	21 1 0	81.04	±10	13721	3113	-17.44	10 10 11	7050600	0 0
		.[illegible]385	3134	85	33		43 1 1						1.01 7.3 10		
		.[illegible]396	3134	85	33		43 1 1						1.01 7.3 10		
		.9383	3134	85	33		44 1 1						1.10 7.3 10		
9 M3	-	WW	709	-59	6232	73	4 2 0	51.20	±10	-24101	708	-17.42	10 15 27	8070800	0 0
		.[illegible]385	720	-57	6231		9 4 2						1.00 8.7 10		
		.[illegible]396	720	-57	6231		10 4 3						1.04 8.7 10		
		-.9383	743	-56	6227		16 6 4						2.59 17.3 10		
10 A5	+-	C/ UWW	0	29	57	68	0 37 25	1.63	±01	0	0	-17.41	0 0 0	2020200	0 200
11 SA	+-	C/ UWW	0	-29	3198	3073	0 37 25	-1.63	±01	0	0	-17.41	0 0 0	2020200	0 200
			MEV/C		MILLI-RAD			CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10		T G

EVENT 14- 1-0- 200-12 BCX 0 (29/ 4/72 02942) (TAPE H58519- 155) SERIAL 185 (TITLES 1401/ 1401) (VERS.260172/270472)

POINTS	NTR	NAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ	OP 8000	30 0	PT 3 TH 9
1 A	5	1	1	55.22	-2.20	-29.29	.010	.010	.070			
2 Q	2	2	2	95.94	.23	-31.99	.140	.010	.070			
3 M	2	8	4	103.20	.65	-32.68	.010	.010	.070			

BEST TRACK - MEASURED VALUES FOR P,DIP,PHI AND ERRORS

	15.294	.013	3.139		.432	.001	.000
.4933	15.285	.013	3.139		.475	.001	.000

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS			LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS RESIDL HIST	ERR.*OKDS	
1 A1	-	B WWW	14308	13	3139	0	98	1	0	-64.46	.10	1775	14307	-17.46	10 10 10 11100900	0	0
	.4933		14308	13	3139		98	1	0						1.00 14.0 20		
2 A2	+	WWW	94	-1239	863	1345	1	1	4	21.82	.10	10785	30	-17.41	99 99 99 7050500	0	0
	.1396		103	-1236	885		16	25	53						5.92 27.0 11		
3 A4	+	WWW	1542	441	6060	502	9	1	0	67.94	.10	17711	1395	-17.44	11 12 15 7090700	0	0
	.1396		1550	441	6060		24	2	1						1.16 13.7 10		
	.4933		1550	441	6060		25	2	1						1.26 13.7 10		
	.9303		1552	441	6060		28	2	1						1.57 13.8 10		
4 A8	-	C WWW	10225	-67	70	90	495	2	0	40.95	.15	-1066	10197	-17.40	10 10 10 8070700	0	0
	1.1971		10225	-67	70		522	2	1						1.01 6.4 10		
	1.5208		10225	-67	70		522	2	1						1.01 6.4 10		
5 A5	-	WWW	1361	389	6058	457	8	1	0	61.31	.10	-16692	1259	-17.42	11 12 16 8090900	0	0
	.1396		1368	389	6057		22	2	1						1.13 23.1 10		
	.4933		1368	389	6057		23	2	1						1.26 23.1 10		
	-.9303		1371	389	6057		26	2	2						1.64 23.1 10		
6 A3	-	WWW	2998	-1	29	33	38	2	0	46.52	.10	-4736	2998	-17.50	10 10 11 6070700	0	0
	.1396		3004	-0	29		60	2	1						1.00 8.6 10		
7 A2	+	WWW	5741	-87	55	93	140	2	0	47.36	.10	2560	5720	-17.53	10 10 10 7080700	0	0
	.0995		5747	-86	55		165	2	1						1.01 10.5 10		
	.1396		5747	-86	55		165	2	1						1.01 10.5 10		
	.9303		5747	-86	55		165	2	1						1.04 10.5 10		
8 A3	-	WWW	1700	-120	72	130	15	2	0	45.15	.10	-7822	1688	-17.53	10 11 13 8080800	0	0
	.0995		1706	-119	72		31	2	1						1.01 9.9 10		
	.1396		1706	-119	72		31	2	1						1.02 9.9 10		
	-.9303		1707	-119	72		34	2	1						1.32 9.9 10		
9 A4	-	C WWW	10224	67	3191	3067	496	2	0	-40.95	.15	1066	10201	-17.40	10 10 10 8070700	0	0
	1.1971		10217	68	3191		521	2	1						1.02 6.4 10		
	1.5208		10217	68	3191		521	2	1						1.02 6.4 10		
			MEV/C	MILLI-RAD						CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10	T	G

événement N°8

```
RUN 14- 529-1407-12 BOX    # (127 5773  193560)(TAPE M5850C- 362) SERIAL  413 (TITLES  1401/ 1401) (VERS.310772/231173)

 POINTS  NTR NAT GEN       X        Y        Z       DX      DY      DZ              OP 5800  413 0              PT  3 TR 11
   1 A    7   1   1      5.49    -5.72   -24.68   .010    .010    .070
   2 S    2   2   2     11.84    -4.63   -24.99   .010    .010    .070
   3 M    2   8   4     27.09    -4.19   -25.61   .145    .010    .070

BEAM TRACK - MEASURED VALUES FOR P,DIP,PHI AND ERRORS
                      24.329  .002 3.154       *.381 .003 .001
                .4938 24.329  .002 3.154       *.392 .003 .001

TRACK  NATURE  CODE      P     DIP    PHI   THETA     ERRORS     LENGTH  +-  SAGITTA PCOSL  MAG.F   IONIZAT MEAS      ERR.WORDS
                                                                                              RESIDL HIST
1 A1   -   B    WWW  14268     2   3154       0   100  3  1   -21.63  .10      126 14268 -17.47  10 10 10  7060600    0  200
             .4938  14269     2   3154           100  3  1                                      1.00  5.0   20
2 A2   +       WWW   2119  -107     96     134    12  1  0    85.23  .10    22353  2097 -17.41  10 11 12  7060600   20    0
             .1396   2121  -106     96            27  2  1                                       .98  7.2   10
             .4938   2120  -106     96            28  2  1                                      1.03  7.2   10
             .9383   2121  -106     96            29  2  1                                      1.16  7.2   10
3 A4   +       WWW   1060   466    101     476     6  1  0    54.92  .10   16643   947 -17.46  11 14 20  6060600   20    0
             .1396   1068   466    101            18  2  2                                      1.34  6.2   10
             .4938   1068   466    101            20  2  2                                      1.60  6.3   10
             .9383   1073   466    101            24  3  2                                      2.33  6.3   10
4 A6   +       WWW    113    -1   5761     534     0  3  1    27.45  .10   43741   113 -17.45  25 99 99  6060500    0   60
             .1396    123     0   5784            4 23 16                                      2.29 11.1   11
5 A3   -       WWW   1883   -92    124     143    11  1  0    75.49  .10  -19685  1875 -17.42  10 11 12  6060600    0    0
             .1396   1893   -91    124            26  2  1                                       .98  6.8   10
             .4933   1892   -91    124            26  2  1                                      1.04  6.8   10
            -.9383   1894   -91    124            28  2  1                                      1.22  6.8   10
6 A7   -       WWW    581    67   5519     779     5  3  1    26.83  .10   -8074   580 -17.42  11 17 36  7060600    1    0
             .1396    585    67   5519            13  4  2                                      1.07  7.0   10
             .4938    587    67   5518            17  4  2                                      1.72  7.1   10
            -.9383    598    68   5518            24  5  3                                      3.50  7.5   10
7 S5   -       WWW   1623  -166    141     207    10  2  0    72.82  .10  -21047  1600 -17.41  10 11 13  5050600    1    0
             .1396   1632  -165    140            23  2  1                                       .97  6.7   10
8 M2   +       WWW   3389   -64     31      64    22  1  0    91.31  .10   16025  3383 -17.41  10 10 11    60700    0    0
             .0005   3401   -63     31            44  2  1                                       .99  7.0   10
             .1396   3401   -63     31            44  2  1                                       .99  7.5   10
             .9383   3400   -63     31            45  2  1                                      1.06  7.0   10
9 M3   -       WWW    713   105     18     107     4  5  1    46.44  .10  -19623   709 -17.40  10 15 27    70700    0    0
             .0005    716   107     18             9  5  2                                      1.03  7.1   10
             .1396    716   107     18            10  5  2                                      1.07  7.1   10
            -.9383    739   113     15            16  7  4                                      2.70 13.5   10
10 A5  +-   C/  UWW     0   -49     62      68     0  9  6     6.37  .01       0     0 -17.50   0  0  0  2020200    0  200
11 S4  +-   C/  UWW     0    49   3203    3074     0  9  6    -6.37  .01       0     0 -17.49   0  0  0  2020200    0  200
                    MEV/C      MILLI-RAD                      CM          MICRON MEV/C   KG    MIN = 10                T    G
```


événement N°9

EVENT 14- 427-1212-32 BOX 0 (23/ 5/73 35063) (TAPE M58501- 118) SERIAL 134 (TITLES 1401/ 1401) (VERS.3107?2/230173)

CP 7400 594 0 PT 3 TR 7

POINTS	NTR	NAT	GEN	X	Y	Z	DX	DY	DZ
1 A	3	1	1	-135.48	14.31	-24.39	.034	.010	.070
2 S	2	2	2	-116.86	13.95	-23.38	.010	.010	.070
3 M	2	8	4	-33.62	12.83	-21.87	.016	.010	.070

BEAM TRACK - MEASURED VALUES FOR P,DIP,PHI AND ERRORS

		14.027	-.001	3.122	.151	.001	.000
	.4938	14.009	-.001	3.122	.208	.001	.000

TRACK	NATURE	CODE	P	DIP	PHI	THETA	ERRORS			LENGTH	+-	SAGITTA	PCOSL	MAG.F	IONIZAT MEAS RESIDL HIST	ERR.WORDS	
1 A1	-	B W/W	14199	-1	3121	0	90	1	0	-106.56	.10	5271	14199	-17.37	10 10 10	8080800	0	0
		.4938	14199	-0	3122		90	1	0						1.00 4.6 20			
2 A2	+	W/W	874	-1061	6043	1075	18	1	2	29.54	.10	3192	426	-17.47	21 27 44	6066600	0	0
		.1396	874	-1060	6043		39	2	3						2.49 3.7 10			
		.4938	874	-1060	6043		44	2	3						3.21 3.7 10			
		.9383	879	-1060	6043		55	3	4						5.20 3.7 10			
3 S3	-	W/W	1856	83	57	113	36	2	1	29.42	.10	-3042	1850	-17.46	10 11 12	6066600	0	0
156		.1396	1866	83	57		51	3	1						1.00 6.2 10			
4 M2	+-	U/W	5723	88	6200	108	1466	5	2	13.93	.10	222	5700	-17.49	10 10 10	6066500	0	200
		.0025	5724	88	6200		1473	5	2						.99 2.5 10			
		.1396	5724	88	6200		1471	5	2						.99 2.5 10			
		.9383	5724	88	6200		1466	5	2						1.01 2.5 10			
5 M3	-	W/W	615	121	73	152	18	5	2	13.75	.10	-2002	610	-17.48	10 16 13	6066600	0	0
		.0025	616	121	73		25	6	2						.99 3.7 10			
		.1396	616	121	73		25	6	2						1.04 3.7 10			
		-.9383	622	121	73		37	6	3						3.23 3.7 10			
6 AS	+-	C/ U/W	0	88	6251	88	0	5	4	11.44	.04	0	0	-17.38	0 0 0	2020200	0	200
7 SA	+-	C/ U/W	0	-88	3110	3053	0	5	4	-11.44	.04	0	0	-17.41	0 0 0	2020200	0	200
			MEV/C		MILLI-RAD					CM		MICRON	MEV/C	KG	MIN = 10		T	G

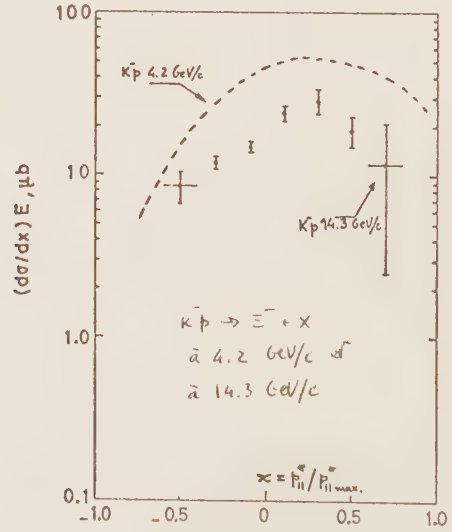
205

événement N°10

IV. Comparaison de l'analyse inclusive des Ξ^- à 4,2 et à 14.3 GeV/c sur la base d'informations préliminaires (*Juin 1976*)*

Nous utilisons ici quelques résultats préliminaires de la collaboration A.C.N.O. sur la réaction inclusive $K^-p \to \Xi^- + X$ à 4.2 GeV/c. Il s'agit d'une étude basée sur une statistique (6043 Ξ^- signés avant coupures, 95 ev/μb).

Les distributions invariantes de x à 4.2 et à 14.3 GeV/c sont montrées dans la figure suivante, elles ne montrent aucun comportement de "scaling", au contraire des distributions non-invariantes que nous avons montrées au chapitre IV. La moyenne $\langle x \rangle_E$ prend les valeurs 0.24±0.01 à 4.2 GeV/c et 0.16±0.05 à 14.3 GeV/c.



La mesure de la section efficace inclusive de production de Ξ^- faite à 4.2 GeV/c (157±8μb) confirme les valeurs déterminées à des énergies voisines ; la section efficace inclusive reste approximativement constante entre 4.2 et 14.3 GeV/c, ou diminue d'une manière faible, comme nous avions conclu au chapitre IV.

La polarisation moyenne des Ξ^- est négative à 4.2 GeV/c (le même résultat avait été trouvé à 6.0 GeV/c).

(*) *Communication privée de M. Ganguli que nous remercions vivement.*

Elle est faiblement positive pour nous, à 14.3 GeV/c.

La section efficace inclusive de production $\Xi^{\circ}(1530)$ suivie de sa désintégration en $\Xi^{-}\pi^{+}$ est de $20 \pm 2\mu b$ à 4.2 GeV/c, et de $23 \pm 4\ \mu b$ à 14.3 GeV/c.

V. Le spectre de $\Xi^{-}\pi^{-}$ et la normalisation du fond de $\Xi^{-}\pi^{+}$

Dans le chapitre V, nous avons montré comme il était difficile d'estimer la normalisation du fond non-résonnant dans le spectre de masse invariante $\Xi^{-}\pi^{+}$.

Nous avons montré aussi comment on pouvait utiliser la forme du spectre $\Xi^{-}\pi^{-}$ convenablement normalisée à celle de $\Xi^{-}\pi^{+}$ dans les régions de masse élevée pour estimer le fond non-résonnant de $\Xi^{-}\pi^{+}$. Nous expliciterons ici plus en détail les hypothèses d'une telle démarche.

a) On admet qu'il n'y a pas de résonances Ξ^{*} qui se désintègrent en $\Xi^{-}\pi^{+}$. En effet, de telles résonances, qui auraient isospin I = 3/2 ne sont pas admises dans un modèle de quarks simple. Toutes les recherches entreprises en vue de leur détection expérimentale ont échoué jusqu'à présent (mais aussi faut-il considérer que les statistiques utilisées ont été en général très faibles). Nos données qui sont de type inclusif ne se prêtent pas à une recherche sérieuse de résonances exotiques de S=-2 ; en effet, la multiplicité de réflexions, effets dynamiques, etc... est grande pour ce type d'événements et ne nous permet pas d'interprêter une bosse dans la distribution de masse $\Xi^{-}\pi^{-}$ comme le résultat sûr de la production d'une résonance exotique.

b) La distribution de masse $\Xi^-\pi^-$ pour nos données est montrée dans la figure A. A part quelques fluctuations, le spectre montre deux bosses vers $\sim$ 1650 MeV et $\sim$ 1880 MeV. Le fond peut être raisonnablement choisi pour réduire la signification statistique de chacune des bosses à moins de 2 déviations standard (cf. la courbe lisse dans la figure). C'est ce spectre lissé que nous avons ajusté, dans la région entre 2200 et 3200 MeV à la distributions de masse invariante des systèmes $\Xi^-\pi^+$. La seule structure en $\Xi^-\pi^+$ qui dépend fortement de la normalisation du fond non-résonnant est le $\Xi(\sim 1630)$ qui devient plus significatif avec ce choix du fond. C'est la raison principale pour laquelle nous avons mis en doute son niveau de signification dans nos données.

c) Pour le lecteur qui tendrait à négliger trop vite des effets à 3 déviations standard, la figure B sera probablement une bonne preuve qu'il y a quand même quelque chose dans le spectre de masse $\Xi^-\pi^+$. Nous sommes partis de l'idée suivante (due à R. Barloutaud) : s'il y a des effets dynamiques qui produisent des bosses non-résonnantes dans le spectre $\Xi^-\pi^+$, ces effets doivent apparaître aussi en $\Xi^-\pi^+$; normalisons donc les deux spectres $\Xi^-\pi^+$ et $\Xi^-\pi^-$ au même nombre de combinaisons entre 2200 et 3200 MeV et effectuons la soustraction directe des deux distributions. La résolution expérimentale s'aggrave, mais il devient clair qu'il existe des structures résonnantes $\Xi^-\pi^+$ comme on voit dans la partie supérieure de la figure. Rien de significatif, par contre, n'existe dans la région inférieure correspondante au canal $\Xi^-\pi^-$.

De gauche à droite, le $\Xi(1530)$ apparaît nettement ($\sim$ 8 d.s.) mais plus large et noyant dans sa queue le $\sim$ 1630. Entre 1700 et 1900 MeV apparaît une large bosse où se confondent maintenant le $\Xi(\sim 1760)$ et le $\Xi(\sim 1870)$. Entre 2100 et 2250 MeV une dernière bosse qui inclut le $\Xi(\sim 2120)$ et le $\Xi(\sim 220)$.

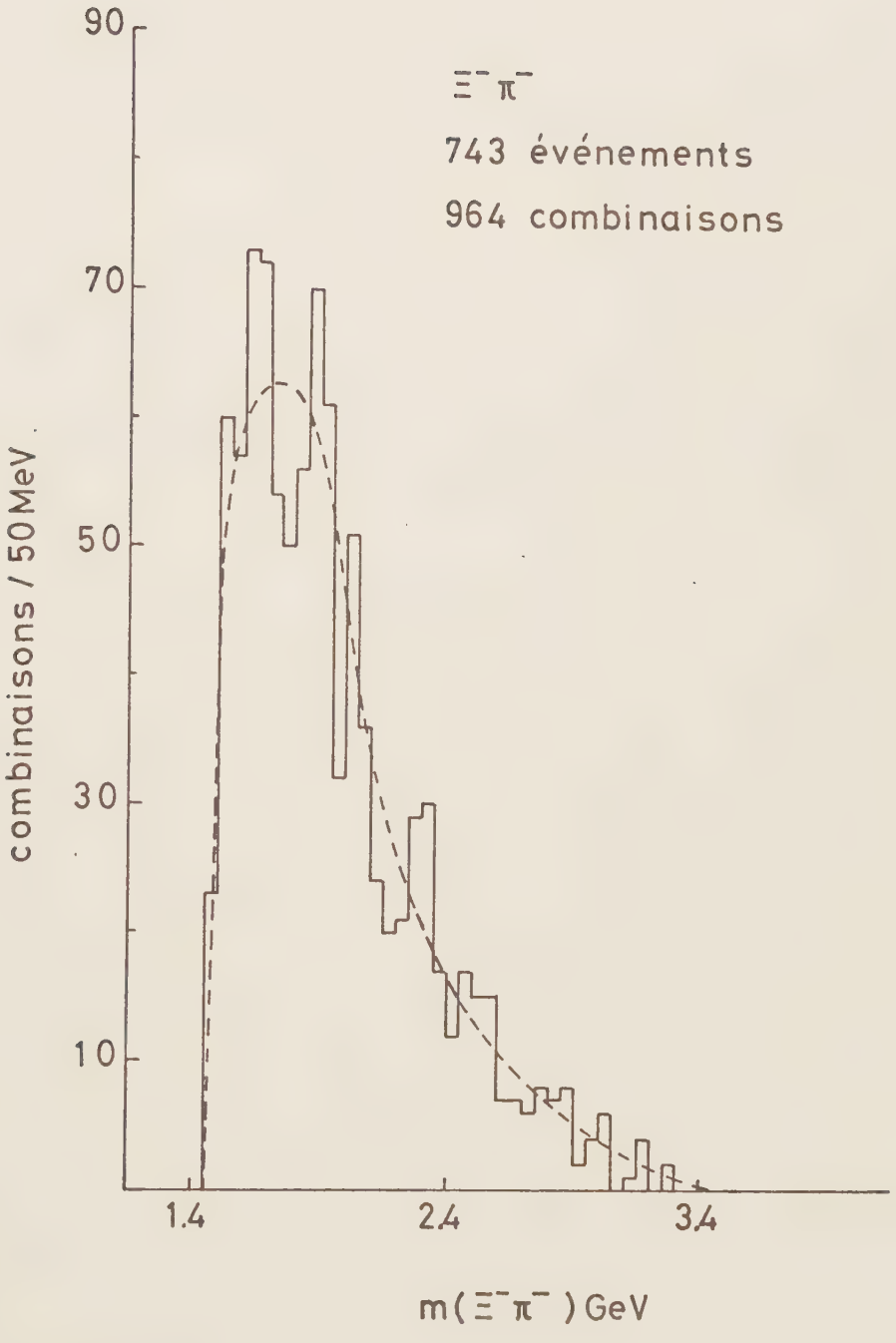

90
70
50
30
10
combinaisons / 50 MeV
Ξ⁻π⁻
743 événements
964 combinaisons
1.4
2.4
3.4
m(Ξ⁻π⁻) GeV

FIG. A

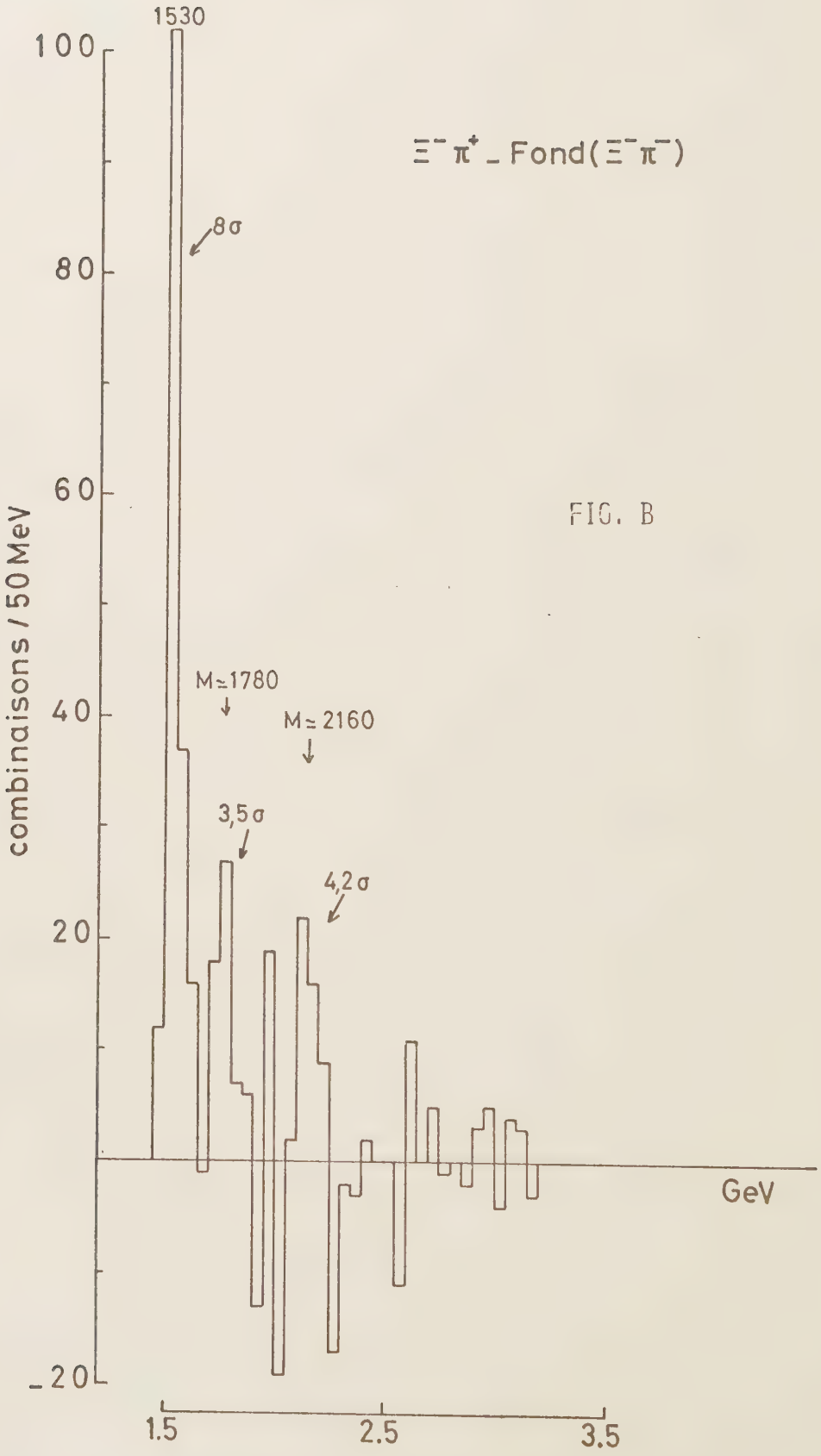

1530
100
80
60
40
20
-20
Ξ⁻π⁺ - Fond(Ξ⁻π⁻)
8σ
M≃1780
M≃2160
3,5σ
4,2σ
combinaisons / 50 MeV
GeV
1.5
2.5
3.5

FIG. B

Il est clair maintenant que cette analyse sommaire permet de trouver l'existence de deux zones de résonances, sans compter de $\Xi(1530)$: entre 1700 et 1900 MeV et entre 2100 et 2250 MeV. Elle ne permet pas, cependant, la discrimination de plusieurs résonances dans chacune de ces régions ; c'est l'analyse directe du spectre $\Xi^-\pi^+$ qui nous a permis de distinguer, dans chaque région signalée, deux résonances directes.

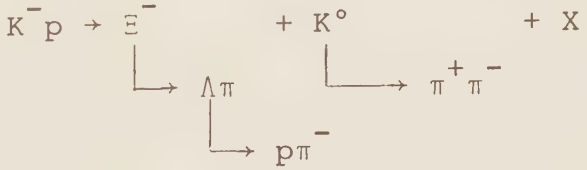
VI. Sections efficaces semi-inclusives $K^-p \to \Xi^-K^+ + X$ et $K^-p \to \Xi^-K^\circ + X$.

Sur la base d'environ 2/3 de la statistique globale, nous avons estimé la section efficace des réactions

$$K^-p \to \Xi^- K^+ + X \qquad (a)$$

$$K^-p \to \Xi^- K^\circ + X \qquad (b)$$

à partir de la section efficace inclusive de la production de Ξ^- et de la section efficace des réactions (b) où la désintégration du K° est vue dans la chambre (événements du type 212^-, 412^-, 612^-) :



Nous avons calculé la section efficace

$$\sigma(K^-p \to \Xi^-K^\circ + X) \approx 40\mu b$$

en tenant compte des modes invisibles de désintégration du K°, K°_S/K°_L, des pertes de visibilité du K° et des pertes usuelles de Ξ^- décrites dans le texte.

Comme la section efficace inclusive de productions de Ξ^- est de 127 ± 9 μb, nous avons

$$\sigma(K^- p \to \Xi^- K^- + X) \approx 130 - 40 = 90 \ \mu b$$

Il nous est difficile de donner une estimation de l'erreur du résultat.

REFERENCES

1.- B. Drévillon, Thèse de 3ème cycle, Paris 1970.

2.- B. Chaurand, Thèse d'Etat, Paris 1976.

3.- H. Cràmer, Mathematical methods of statistics (1951),34.2.

4.- PARTICLE DATA GROUP, Review of particle properties (Avril 1974) et (Avril 1976).

5.- P.M. Dauber et al., Phys.Rev. 179 (1969) 1262.

6.- P. Schultz, Thesis, Urbana, Illinois (1969) COO 1195-165.

7.- D.G. Scotter et al., Nuovo Cimento 62 (1969) 1057.

8.- G.C. Mason, C.G. Wohl, Nucl. Phys.B103 (1976) 279.

9.- M. Hague et al., Dubna 1964, vol.1, 654.

10.- I. Videau, Thèse, Paris (1971).

11.- G.S. Abrams et al., Phys. Rev. 175 (1968) 1697.

12.- V.E. Barnes, Dubna Conference 1964, vol I, 662.

13.- E.L. Goldwasser, P.F. Schultz, Phys. Rev. D 1 (1970) 1960.

14.- W. Barletta et al, Phys. Rev. D 7 (1973) 3233

15.- Z. Koba, H.B. Nielsen, P. Olesen, Nucl. Phys. B40 (1972) 317

16.- D. Fong et al., Nucl.Phys. B102 (1976) 386.

17.- R. Blokzijl et al., Amsterdam 1971, 182

18.- Chan Hong-Mo, J. Loskiewicz, W.W.M. Allison, Nucl.Phys. 62 (1968) 93

19.- R.O. Bangerter, Thesis, Berkeley 1969.

20.- A. Borg et al., Nuovo Cimento, 22A (1974) 559.

21.- M. Bardadin-Otwinowska et al., Nucl.Phys. B90, (1975) 397.

22.- M. Bardadin-Otwinowska et al. Lett.Nuov.Cim. 13 (1975).

23.- M. Bardadin-Otwinowska et al. Nucl.Phy. B98 n°3 (1975) 418.

24.- R. Hagedorn, Nuovo Cimento 56A (1968) 1027.

25.- B.M.S.T. Coll. in Hyperon Resonances - 70(DUKE 70)

26.- ACNO coll. CERN/D.PH. II/PHYS. 75-19 (1975)

27.- ACNO coll. CERN/EP/PHYS 76-6 (1976).

28.- J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34 (1964) 1644.

29.- S. Borenstein et al., Phys.Rev. D 5 (1972) 1559.

30.- R.T. Ross et al., Phys. Let. 38B (1972) 177.

31.- S. Apsell et al., Phys. Rev.Let. 23 (1969) 884.

32.- J. Bartsch et al., Phys. Let. 28B (1969) 439.

33.- G.R. Kalbfleisch, Duke Conference - 1970, 331.

34.- P. Schmidt et al., Purdue Conference - 1973, 363.

35.- P. Billoir, Thèse 3è cycle, Paris 1975.

36.- N.P. Samios et al., Rev.Mod.Phys. 46 (1974) 49.

37.- J. Alitti et al., Phys.Rev.Let. 22 (1969) 79.

38.- R.T. Ross et al, Purdue Conference - 1973, 345.

39.- M. Deutschmann et al., Nucl.Phys. B61 (1973) 102.

40.- J. Bartsch et al., Nucl.Phys. B4 (1968) 326.

41.- M. Antinucci et al., Lett.Nuo.Cim. 6 (1973) 121.

42.- G. Wolsky, thesis, University of Maryland (1967),ORO 2504-108.

43.- M.S. Bartlett, Phil. Mag. 44 (1953) 249.

44.- J. Badier et al.,Phys. Let. 16 (1965) 171.

45.- G.A. Smith et al,,Phys. Rev. Let. 14 (1965) 25.

46.- J. Alitti et al., Phys. Rev. Let. 21 (1968) 1119.

47.- D.J. Crenell et al., Phys. Rev. 1D (1970) 847.

48.- A. Bellefond et al., Nuov. Cim. 28A (1975) 289.

49.- F.A. Dibianca et al., Nucl. Phys. B98 (1975) 137.

50.- G.B. Yodh, Univ. of Maryland Technical Report 991 (ORO-2504-140) (1969).

51.- G.C. Moneti, Purdue Conference - 1973, 335.

52.- D.E. Plane et al., Nucl. Phys. B22 (1970) 93.

53.- M. Jones et al., Nuo. Cim. 19A (1974) 365.

54.- D. Faiman, D.E. Plane, Nucl. Phys. B50 (1972) 379.

55.- R. Horgan, R.H. Dalitz, Nucl. Phys. B66 (1973) 135.

56.- R. Horgan, Nucl. Phys. B71 (1974) 514.

57.- R.H. Dalitz, Purdue Conference - 1973, 393.

58.- G.F. Chew, S.C. Frautschi, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 394.

59.- S. Meshkov, Duke Conference - 1970, 471.

L'expérience à laquelle se rapporte ce travail est le résultat de la collaboration de trois laboratoires (LPNHE - Ecole Polytechnique, DPhPE-CEN-Saclay et Rutherford Laboratory) ; elle n'aurait pas été possible sans l'effort de tous ceux qui, dans les trois laboratoires, ont participé aux différentes phases du travail expérimental.

M. Roberto Salmeron a dirigé cette thèse, au Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies de l'Ecole Polytechnique.

Le travail matériel de dactylographie a été assuré par Melle Marie Françoise Leveau. La plupart des figures ont été dessinées par Mme. Claire Boniface. La reproduction de la photographie de la page 169 a été faite par M. Joliqclerc.

Nous remercions très vivement tous ceux qui ont rendu possible ce travail.

L'auteur est assistant à l'Université de Lisbonne, Portugal (Instituto Superior Tecnico) et a bénéficié d'une bourse de recherche de l'Instituto de Alta Cultura de Lisbonne pendant toute la période durant laquelle ce travail a été réalisé.